WANDSWORTH
L 1426. B.5-9

S. 1426. -

ABHANDLUNGEN

DER

KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN

ZU GÖTTINGEN.

MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.

NEUE FOLGE. BAND V.

AUS DEM JAHRE 1907.

BERLIN.

WEIDMANNSCHE BUCHHANDLUNG.

1907.

INHALT.

Ernst Kohlschütter, Ergebnisse der Ostafrikanischen Pendel-Expedition der Königl. Gesellschaft der Wissenschaft zu Göttingen in den Jahren 1899 und 1900. I. Band: Verlauf und Ausrüstung der Expedition. Höhenmessungen. Mit 16 Tafeln und 8 Figuren im Text.

K. Schwarzschild, Ueber die totale Sonnenfinsternis vom 30. August 1905. Mit 3 Tafeln.

Julius Kramer, Untersuchungen und Tafeln zur Theorie der kleinen Planeten vom Hekubatypus nebst abgekürzten Bewegungstafeln des Planeten (86) Semele für die Jahre 1900 bis 1951.

E. Ehlers, Neuseeländische Anneliden. II. Mit 16 Figuren im Text.

H. Gerdien, Untersuchungen über die atmosphärischen radioaktiven Induktionen. Mit 4 Tafeln.

4426.

22 OCT. 1907

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 1.

Ergebnisse

der

Ostafrikanischen Pendel-Expedition

der

Königl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen
in den Jahren 1899 und 1900,

ausgeführt von

Hans Glauning
Hauptmann der Schutztruppen

und

Ernst Kohlschütter
Dr. phil.

Bearbeitet von

Dr. Ernst Kohlschütter.

BRITISH MUSEUM NATURAL HISTORY

I. Band.

Verlauf und Ausrüstung der Expedition. Höhenmessungen.

Mit 16 Tafeln und 8 Figuren im Text.

Berlin.
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 1.

Ergebnisse

der

Ostafrikanischen Pendel-Expedition

der

Königl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen
in den Jahren 1899 und 1900,

ausgeführt von

Hans Glauning
Hauptmann der Schutztruppen

und

Ernst Kohlschütter.
Dr. phil.

Bearbeitet von

Dr. Ernst Kohlschütter.

I. Band.

Verlauf und Ausrüstung der Expedition. Höhenmessungen.

Mit 16 Tafeln und 8 Figuren im Text.

Berlin.
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

Vorwort.

Die Bearbeitung der Ergebnisse der ostafrikanischen Pendel-Expedition, deren erster Band hiermit der Öffentlichkeit übergeben wird, hat sich sehr viel länger hingezogen, als ich ursprünglich gehofft hatte. Die Schuld daran trägt einesteils der Umstand, daß einige der zu behandelnden Gebiete mir anfangs mehr oder weniger fremd waren, sodaß ich mich in die betreffenden Wissenszweige zunächst erst hineinarbeiten mußte, andernteils meine wachsende amtliche Beanspruchung, die die Freizeit, in der ich mich allein der Pendel-Expedition widmen konnte, immer mehr beschränkte.

Um einen Einblick in den Umfang des zu bewältigenden Materials zu gewähren, will ich bemerken, daß in runden Zahlen 1800 Gestirnsbeobachtungen zur Bestimmung von Zeit, Länge, Breite und Azimut, 3000 Uhrvergleichungen, 870 Pendel-Beobachtungen und 340 Bestimmungen des Mitschwingens der Stative zu berechnen waren. Dazu kamen 140 Messungen der magnetischen Deklination, 90 der Inklination und 100 der Horizontalintensität, die Berechnung und Ausgleichung der flüchtigen Triangulation zwischen 140 trigonometrischen Punkten mit 750 Richtungen, ferner etwa 1600 barometrische Höhenbestimmungen, die Ausgleichung eines Netzes trigonometrischer Höhenbestimmungen zwischen 90 Höhenpunkten mit 350 Zenitabstandsmessungen.

Das vorstehende habe ich angeführt teils zu meiner Entschuldigung, teils um zu zeigen, daß die Menge des heimgebrachten Beobachtungsmaterials wohl die Anstellung eines Gelehrten, der seine ganze Kraft der Bearbeitung hätte widmen können, und wie es bei anderen Expeditionen geschehen ist, gerechtfertigt hätte. Da die Mittel hierzu nicht vorhanden waren, so mußte man die Nachteile der langen Dauer der Bearbeitung in Kauf nehmen.

Ich habe mich bemüht diejenigen Erfahrungen und Ergebnisse besonders hervorzuheben, die für die Expeditions-Ausrüstung, die Aufnahmetechnik, die Vorbereitung und Ausführung von Beobachtungen der Art, wie sie der Pendel-Expedition oblagen, von Wichtigkeit sind, wodurch ich das Interesse der reisenden oder Forschungs-Expeditionen planenden Geographen und Geophysiker wachzurufen hoffe.

Eine dankenswerte Ergänzung hat das von der Pendel-Expedition gesammelte Material in den Njassaländern dadurch erfahren, daß mir die geodätischen Beobachtungen meines allzu früh verstorbenen Freundes, des Botanikers Götze, zur Bearbeitung überlassen worden sind. Götze hatte sich bei unserem ersten

Zusammentreffen in Alt-Langenburg schnell und mit großem Verständnis in die Methoden der Triangulation und der topographischen Aufnahme mittels des Meßtisches sowie der barometrischen Höhenmessung hineingearbeitet und das schmale Band meiner eigenen Aufnahmen durch zuverlässige Beobachtungen ergänzt und wesentlich verbreitert. Durch seinen Tod ist er leider verhindert worden, seine wertvollen Arbeiten selbst zur rechten Geltung zu bringen; jedoch hoffe ich durch meine Bearbeitung dazu beigetragen zu haben, daß er wenigstens einen Teil der ihm gebührenden Anerkennung findet (vgl. Begleitworte zu den Blättern F 3, Neu-Langenburg und F 4, Gáwiro der Karte von Deutsch-Ostafrika in 1 : 300 000).

Meinem Freunde Dr. Fülleborn habe ich für die Überlassung einiger für die Theorie des barometrischen Nivellements in den Njassaländern wichtigen Höhenbestimmungen zu danken.

Bei den langwierigen Rechnungen haben mir die Herren Kapitän Martens, Kandidat Kreuter, Studiosus Lemke und Assistent der Seewarte Wedemeyer bereitwilligst ihre Hilfe angedeihen lassen. Ihnen allen, besonders aber Herrn Wedemeyer, der mir nicht nur sein großes Rechentalent zur Verfügung gestellt, sondern sich auch an der Diskussion der Resultate beteiligt hat, möchte ich an dieser Stelle meinen Dank für ihre Bemühungen aussprechen. Ferner habe ich zu danken für die tatkräftige Unterstützung und die vielfachen Auskünfte, die mir die Herren Geheimräte Helmert und von Danckelman und die Herren Moisel und Sprigade mit dem ihnen unterstellten Zeichenbüro von Dietrich Reimer haben zu teil werden lassen; ebenso Herrn Geheimrat H. Wagner für seine praktischen Ratschläge und die Bereitwilligkeit, mit der er meine, teilweis weitgehenden Wünsche in Bezug auf die Publikation bei der Gesellschaft vertreten hat und der Gesellschaft selbst, daß sie ohne Rücksicht auf die Kosten diese Wünsche bewilligt hat. Auch meine Frau darf ich nicht unerwähnt lassen, die mir beim Rechnen, Zeichnen, Abschreiben und Korrekturlesen mit nie ermüdendem Eifer beigestanden hat. Den vielen übrigen Herren, die mich außerdem mit Rat und Tat unterstützt haben, ist an den betreffenden Stellen im Texte selbst mein Dank ausgesprochen worden, da es zuweit führen würde, sie hier alle namhaft zu machen.

Der vorliegende erste Band der Ergebnisse der Pendel-Expedition enthält die Einleitung, den ersten Teil, in dem Verlauf und Ausrüstung der Expedition, und den zweiten Teil, in dem die Höhenmessungen behandelt sind. Der zweite Band soll den dritten bis sechsten Teil umfassen, in denen über die astronomisch-geodätischen Beobachtungen, die trigonometrischen und kartographischen Arbeiten, die erdmagnetischen Bestimmungen und die Schwere-Messungen berichtet werden wird. Einem eventuellen dritten Bande sind die Beobachtungen allgemein geographischer Natur vorbehalten, wenn deren Veröffentlichung nach so langer Zeit noch lohnend erscheinen sollte.

Berlin im Mai 1907.

Dr. E. Kohlschütter.

Inhalts-Verzeichnis.

Seite

Einleitung. Entstehungsgeschichte und Vorbereitung der Expedition 1

Erster Teil. Der Verlauf und die Ausrüstung der Expedition.

1. Von Daressalam zum Njassa 11
2. Vorexpedition ins Livingstone-Gebirge 13
3. Vom Njassa zum Tanganjika 17
4. Vom Tanganjika zur Küste und Heimkehr 20
5. Die allgemeine Ausführung der der Expedition aufgetragenen Arbeiten, ihre Kosten und die Bearbeitung der Ergebnisse 25
6. Die Ausrüstung der Expedition 32
7. Die Verpackung der Instrumente 33

Zweiter Teil. Die Höhenmessungen.

8. Die benutzten Instrumente und ihre Fehler, das Beobachtungsverfahren und die erzielte Genauigkeit der meteorologischen Elemente 36
9. Die barometrische Höhenmessung in Ostafrika und Herrn Lemaires Ansichten darüber . 40
10. Gewinnung des Tagesmittels aus den Terminbeobachtungen 46
11. Korrektionen der Instrumente der meteorologischen Stationen im Innern Deutsch-Ostafrikas 48
12. Der Dunstdruck in Udjidji und im Innern Ostafrikas überhaupt 49
13. Die zur Höhenberechnung benutzten Formeln und Konstanten 52
14. Die barometrische Höhe von Kwei 54
15. Die barometrische Höhe von Ssangerawe 63
16. Die trigonometrische Höhe von Ssangerawe 66
17. Die wahrscheinlichste Höhe von Kwei 69
18. Die barometrischen Höhen von Tabora und Udjidji 71
19. Die Erklärung der täglichen Perioden der barometrischen Höhen von Tabora und Udjidji . 75
20. Die tägliche Periode an anderen Stationen 79
21. Die jährliche Periode der Höhen von Tabora und Udjidji und ihre Zerlegung in eine Isobaren- und eine Temperatur-Korrektion 81
22. Das Jahresmittel der barometrischen Höhen 84
23. Die relativen Isanomalen der Temperatur 86
24. Die barometrischen Höhen von sieben weiteren ostafrikanischen Stationen und ihre jährlichen Perioden 90

Seite

25. Die Temperatur- und Isobaren-Korrektionen dieser Stationen und die Beziehungen zwischen Isobaren-Korrektionen und Temperatur-Anomalien 95
26. Die jährlichen Perioden der Temperatur-Reduktionen und der barometrischen Temperaturen. Verbesserte barometrische Höhen 102
27. Die wahrscheinlichen und die wahrscheinlichsten Höhen 107
28. Die Genauigkeit der gefundenen Höhen. Zufällige und systematische Fehler . . . 112
29. Kontrolle der Höhe des Tanganjika nach anderen Beobachtungen 117
30. Die Fehler der Quecksilber-Barometer von Udjidji und von Herrn Lemaire . . . 122
31. Die Fehler der übrigen Höhenbestimmungen Lemaires 126
32. Die Berechnung von barometrischen Höhen in Ost-Afrika im allgemeinen 128
33. Zusammenstellung der Formeln und Hilfstafeln 140
34. Beispiele für die Höhenberechnung (Kiwu- und Viktoria-See) 144
35. Widerspruch des angewendeten Verfahrens mit dem gewöhnlich benutzten und Zusammenstellung der Resultate 149
36. Kontrolle einiger barometrischer Höhenunterschiede durch geometrisches oder trigonometrisches Nivellement 151
37. Die Meereshöhen der Pendel-Stationen und ihre Genauigkeit 160
38. Die Aneroide der Expedition und ihre Korrektionen und Bemerkung über die Bestimmung der Lufttemperatur während des Marsches 176
39. Siedethermometer und Aneroide von Fülleborn und Götze 180
40. Die Berechnung der Höhen aus den Aneroid-Ablesungen, Zusammenstellung der Resultate und ihre Genauigkeit 183
41. Die Berechnung der Höhen in den Njassa-Ländern, Zusammenstellung der Resultate und ihre Genauigkeit 202
42. Trigonometrische Höhenbestimmungen unter Zugrundelegung der Routenaufnahmen und Kompaß-Fernpeilungen 223
43. Schlußwort zum zweiten Teil 227

Verzeichnis der Tafeln und Text-Figuren.

Tafel I. Übersichtskarte von Deutsch-Ostafrika mit dem Weg der Pendel-Expedition, Pendel-Stationen und meteorologischen Stationen.
Tafel II. Figur 1. Barometrische Höhenunterschiede Kwei—Daressalam 1897, 98 und 99.
Tafel III. Figur 5. Barometrische Höhenunterschiede Tabora—Daressalam 1899.
Tafel IV. Figur 6. Barometrische Höhenunterschiede Kwei—Tabora 1899.
Tafel V. Figur 7. Barometrische Höhenunterschiede Tanganjika-Spiegel bei Udjidji—Daressalam.
Tafel VI. Figur 8. Barometrische Höhenunterschiede Kwei—Tanganjika-Spiegel bei Udjidji.
Tafel VII. Figur 9. Täglicher Gang der Lufttemperaturen Tabora—Daressalam.
Figur 10. Täglicher Gang der Lufttemperaturen Kwei—Tabora.
Figur 11. Täglicher Gang der Lufttemperaturen Udjidji—Daressalam.
Figur 12. Täglicher Gang der Lufttemperaturen Kwei—Udjidji.

Tafel VIII.	Figur 13.	Tägliche Periode des Luftdruck-Gradienten zwischen Tabora und der Küste im Meeresniveau.
	Figur 14.	Tägliche Periode des Luftdruck-Gradienten zwischen Udjidji und der Küste im Meeresniveau.
	Figur 15.	Jährliche Periode der Höhenunterschiede der Innenstation Tabora gegen die Küstenstationen Tanga und Kwei.
	Figur 16.	Jährliche Periode der Höhenunterschiede der Innenstation Tanganjika-Spiegel bei Udjidji gegen die Küstenstationen Tanga und Kwei.
	Figur 17.	Jährliche Periode der Lufttemperaturen zwischen Tabora und Tanga.
	Figur 18.	Jährliche Periode der Lufttemperaturen zwischen Kwei und Tabora.
	Figur 19.	Jährliche Periode der Lufttemperaturen zwischen Udjidji und Tanga.
	Figur 20.	Jährliche Periode der Lufttemperaturen zwischen Kwei und Udjidji.
	Figur 21.	Jährliche Periode des Luftdruck-Gradienten zwischen Innen- und Küstenstationen auf Meeresniveau bezogen.
Tafel IX.	Figur 22.	Namen der Temperatur-Stationen.
	Figur 23.	Relative Isanomalen der Temperatur.
Tafel X.	Figur 24.	Jährliche Perioden der Luftdruck-Gradienten und Temperatur-Anomalien der Innenstationen gegen die Küste.
Tafel XI.	Figur 25.	Linien gleicher Werte des Faktors x.
	Figur 26.	Linien gleicher Luftdruck-Gradienten zwischen dem Inneren und der Küste und Reduktionen der beobachteten Temperaturen t auf barometrische Temperaturen θ für einige Stationen.
Tafel XII.	Figur 27.	Jährliche Periode der Temperatur-Unterschiede $(\theta - t)^j$.
Tafel XIII.	Figur 28.	Beobachtete und barometrische Temperatur-Perioden zwischen den Innenstationen und den entsprechenden Küstenstationen. S. auch Fig. 17 u. 19 (Tafel VIII) für Tabora und Udjidji.
Tafel XIV.	Figur 31.	Abhängigkeit des Luftdrucks von der Breite an der ostafrikanischen Küste und im Niveau von Daressalam.
	Figur 32.	Abhängigkeit der Temperatur von der Breite an der ostafrikanischen Küste.
Tafel XV.	Figur 33.	Reste der täglichen Periode in H_{Mn} = Höhe von Utengule unterm Beja (Basisstation Daressalam).
	Figur 34.	Reste der täglichen Periode in H_K = Höhe von Utengule unterm Beja (Basisstation Kwei).
	Figur 35.	Reste der täglichen Periode in H_T = Höhe von Utengule unterm Beja (Basisstation Tabora).
	Figur 36.	Reste der täglichen Periode in H_{Mn} = Höhe von Ndjilla (Basisstation Daressalam).
	Figur 37.	Reste der täglichen Periode in H_{Mn} = Höhe von Umbugwe (Basisstation Daressalam).
	Figur 38.	Reste der täglichen Periode in H_K = Höhe von Umbugwe (Basisstation Kwei).
	Figur 39.	Reste der täglichen Periode in H_K = Höhe von Wilhelmstal (Basisstation Kwei).
Tafel XVI.	Figur 40.	Stand-Korrektionen (x) der Aneroid-Barometer.

Seite

Figur 2. Isoplethen des barometrischen Höhenunterschiedes Kwei—Daressalam 56
Figur 3. Täglicher Gang der Lufttemperatur zwischen Kwei und der Küste 61
Figur 4. Jährlicher Gang der Lufttemperatur zwischen Kwei und der Küste 61
Figur 29. Mittlere tägliche Periode der Reduktion der beobachteten Temperaturen t auf barometrische Temperaturen θ 132
Figur 30. Mittlere tägliche Periode der Unterschiede des Luftdrucks im Meeresniveau zwischen dem Innern von Ostafrika und der Küste 134
Figur 41. Gesamt-Korrektion $(\theta - t)$ für Höhenmessungen in den Gebirgen am Nordende des Njassa-Sees, wenn Langenburg als nahe gelegene Basisstation zu Grunde gelegt wird, in den Monaten April — Juli 210
Figur 42. Gesamt-Korrektionen $(\theta - t)$ für Höhenmessungen auf den Grabensohlen und Plateauflächen am Nordende des Njassa-Sees, wenn Langenburg als nahe gelegene Basisstation zu Grunde gelegt wird, in den Monaten April — Juli . 210
Figur 43. Vergleich verschiedener Kurven der täglichen Periode der Temperatur-Reduktionen $(\theta - t)$ 212

Berichtigungen.

S. 141 zu Zeile 13 von oben ist folgende Anmerkung zu machen: Ein besserer und bei künftigen Rechnungen vorzuziehender Wert der Höhe der Basisstation Daressalam ist 7.6 m.
S. 150 Zeile 14 von oben ist zu setzen „3199“ statt „3174“.
S. 160 Zeile 1 von unten ist zu setzen „174“ statt „173“.
S. 204 Zeile 20 von unten ist zu setzen „Ikombe“ statt „Jkombe“.
S. 209 in Tabelle 81 sind im Kopf der linken Hälfte die Worte „und Plateau“ zu streichen.

Die Ostafrikanische Pendel-Expedition der K. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen.

Bearbeitet von

Dr. Ernst Kohlschütter.

Vorgelegt in der Sitzung vom 3. Februar 1906 von H. Wagner.

I.

Verlauf und Ausrüstung. Höhenmessungen.

Einleitung.

Entstehungsgeschichte und Vorbereitung der Expedition.

Bereits im achtzehnten Jahrhundert hatte man Messungen der Erdschwere an verschiedenen Orten mit Hilfe von Pendelschwingungen zur Ableitung der Gestalt des Erdkörpers angestellt und durch die umfassenden Beobachtungsreihen aus dem Anfang des neunzehnten Jahrhunderts zu einem gewissen Abschluß gebracht. Dann trat während des zweiten Drittels des Jahrhunderts ein Stillstand in den Schweremessungen ein, bis sie in den sechziger und siebziger Jahren ein erneutes Interesse gewannen durch die Streitfrage, welchen Einfluß die Anziehung der schwereren Massen der Kontinente auf die Gestaltung der Oberfläche der leichteren Wassermassen der Ozeane und des Geoids habe.

Für die Hochländer Vorder-Indiens und des Himalaja hatte Pratt aus den Beobachtungen der mit der Landesaufnahme beschäftigten englischen Offiziere den Nachweis führen können, daß die Anziehung der über dem Meeresniveau liegenden sichtbaren Massen durch geringere Dichte der darunter liegenden Massen ausgeglichen sei. Er hatte daran die Hypothese geknüpft, daß in analoger Weise auch die gesamten Festlandsmassen durch unterirdische Massendefekte kompensiert seien, während dichtere Massen unterhalb der Ozeane den durch die Wasserschicht verursachten Ausfall an Anziehung wieder aufhöben.

Entgegen dieser Hypothese berechneten andere Geodäten aus dem Unterschied der Erdschwere auf den Festländern und den küstenfernen Inseln große bis zu 2000 m gehende Höhenunterschiede in der Geoidfläche, als deren Grund sie die Anziehung der ozeanischen Wassermassen durch die über den Meeresboden emporragenden Kontinente ansahen.

Diese Berechnungen wurden jedoch von Faye und Helmert als irrig nachgewiesen und die Hypothese von Pratt auch theoretisch wahrscheinlich gemacht. Außerdem zeigte Helmert, daß Schwerkraftsmessungen auf dem Lande zur vollständigen Entscheidung der Streitfrage und Ermittelung der möglicherweise vorhandenen geringen Höhenunterschiede des Geoids zwischen Festland und Ozean überhaupt ungeeignet seien, und daß dazu die Gradmessungen oder Schweremessungen auf dem offenen Meere herangezogen werden müßten.

Damit war den Pendelbeobachtungen der größte Teil der ihnen früher zugeschriebenen allgemeinen Bedeutung genommen.

Trotzdem arbeiteten Defforges und v. Sterneck weiter an der Vervollkommnung der Beobachtungsmethoden, letzterer allerdings zu einem besonderen Zwecke, und kamen dabei zu sehr kompendiösen und leicht transportablen Apparaten für relative Messungen ohne dadurch gegen früher an Genauigkeit einzubüßen. Infolge der Einfachheit dieser Methoden, namentlich der Sterneckschen, wurden die Schwerkraftsmessungen von neuem aufgenommen und damit in kurzer Zeit ein so reichhaltiges Material zusammengetragen, daß die Theorie der Kompensation, die Pratt für Indien und den Himalaja aufgestellt hatte, auch an einer Reihe anderer Hochgebirge nachgeprüft werden konnte. Die erste derartige Untersuchung führte Helmert in seiner Schrift „Die Schwerkraft im Hochgebirge, Berlin 1890“ für die Ostalpen, den Kaukasus und den Himalaja durch, wobei die Richtigkeit der Theorie im allgemeinen für alle drei Gebirge nachgewiesen wurde. Außerdem stellte sich dabei heraus, daß im einzelnen in ausgedehnten zusammenhängenden Gebieten die Schwerkraft einen kleineren, in anderen einen größeren Wert hatte, als die Prattsche Theorie erwarten ließ. Diese Störungen der normalen Schwere, die in einem größeren Umkreis in gleicher Weise auftreten, nannte Helmert regionale Störungen und unterschied sie scharf von den lokalen einerseits und den kontinentalen Störungen andrerseits.

Für die letztere Gruppe, die Störungen durch die Festlandsmassen, wurde es durch das Resultat der Helmertschen und ähnlicher Untersuchungen noch wahrscheinlicher gemacht, daß sie nur geringe Beträge erreichen können, wenn sie überhaupt vorhanden sind. Denn es erschien nicht plausibel, daß die Kontinente unkompensiert sein sollten, während die größten Hochgebirge der Erde mehr oder weniger kompensiert sind.

Unterdessen ist der Beweis für die Richtigkeit dieser Ansicht auch erbracht worden, teils durch die Gradmessungen, teils durch die schönen Schwerebestimmungen, die Hecker auf dem freien Ozean ausgeführt hat.

Während die lokalen Störungen nur beschränktes Interesse haben, sind durch

die Auffindung der Gruppe der regionalen Störungen den Pendelbeobachtungen neue große und lohnende Aufgaben gestellt worden.

Denn zunächst ist durch den Nachweis des Vorhandenseins großer gestörter Gebiete der Geodäsie die Pflicht erwachsen, ihre Lage, Ausdehnung und den Betrag der Störungen über die ganze Oberfläche der Erde hin festzustellen. Diese Arbeit ist in den meisten zivilisierten Ländern auch bereits begonnen, und in Oesterreich-Ungarn sogar schon zum Abschluß gebracht worden. Aber aus dem unzivilisierten Innern der großen Kontinente hat nur erst sehr spärliches Material gewonnen werden können.

Ferner haben die Schweremessungen v. Sternecks und der österreichischen Marine in Oesterreich-Ungarn und den Mittelmeerländern Störungsgebiete aufgedeckt, die ein besonderes Interesse dadurch gewinnen, daß sie mit den geologischen Eigentümlichkeiten und dem Aufbau der betreffenden Gegenden eng zusammenzuhängen scheinen. Diese Erfahrung wies darauf hin, daß Schweremessungen in Verbindung mit der Geologie wichtige Beiträge zu unserer Kenntnis des Aufbaues der Erdrinde liefern möchten[1]), und gab damit einen weiteren Grund für die Vermehrung und Ausbreitung der Schweremessungen ab. Auch ist die Frage nach der Ursache der Kompensation der sichtbaren Gebirge und der über dem Meeresboden emporragenden Kontinentalmassen noch immer unbeantwortet trotz der verschiedenen Hypothesen, die zu ihrer Erklärung aufgestellt worden sind. Von einem eingehenden Studium der Verteilung der Schwerkraftsanomalien kann man, wenn auch nicht die Lösung, so doch Fortschritte zur Lösung dieses größten Problems der Tektonik der Erdkruste erhoffen.

Schließlich gaben die regionalen Störungen noch aus einem dritten Gesichtspunkte den Anstoß zu erneutem Eifer in der Ausführung von Schwerebestimmungen. Da diese Störungen sehr weite Strecken der Erde umfassen können, wie z. B. ganz Westeuropa, das nur zu $^2/_3$ durch unterirdische Massendefekte kompensiert ist, so mußte man sich sagen, daß die Ableitung einer Formel für den normalen Teil der Schwerkraft und des daraus resultierenden Wertes der mittleren Abplattung der Erde so lange unsicher ausfallen wird, als die Messungen wie bisher auf wenige zivilisierte Gegenden und Küstenstrecken beschränkt bleiben, da man ja niemals wissen kann, ob nicht gerade diese von solchen Störungen beeinflußt sind. Auch hier mußte demnach eine möglichste Vermehrung der Pendel-Stationen und ihre gleichmäßige Verteilung über die ganze Erdoberfläche das nächste Ziel sein, zu dessen Erreichung namentlich noch Messungen aus dem Innern der großen Kontinente gehörten. Je gleichmäßiger die Stationen verteilt sind, um so mehr kann man annehmen, daß auch weit ausgedehnte regionale Störungen als zufällige Fehler wirken und sich im Endresultat gegenseitig auf-

1) Praktische Erfolge, wie sie einem spekulativen Kopfe vorschwebten, dem ich im Inneren Afrikas von der geheimnisvollen Macht des Pendels erzählte, das uns die Dichte der Gesteinsschichten tief im Erdinnern verriete, und der dies sofort zur Aufsuchung goldführender Gänge benutzen wollte, werden der Methode allerdings wohl versagt bleiben.

heben, und um so richtiger wird der Ausdruck für die mittlere Erdschwere ausfallen.

Nach dem vorstehenden konnte man zu Anfang der neunziger Jahre des vorigen Jahrhunderts die durch Pendelbeobachtungen zu lösenden Aufgaben folgendermaßen präzisieren. Systematische Ausdehnung der Schweremessungen über die ganze Erdoberfläche zu den drei Zwecken:

1. Gewinnung einer zuverlässigen Formel für den normalen Teil der Erdschwere und der mittleren Abplattung.
2. Aufdeckung regionaler Störungen und Feststellung ihres Betrages und ihrer Ausdehnung.
3. Erkenntnis des Aufbaues der Erdrinde aus diesen Störungen in Verbindung mit der Geologie im einzelnen und im ganzen.

Die Förderung dieses Zieles beschäftigte auch die Delegiertenversammlung der zu gemeinsamer Besprechung und Lösung allgemeiner Aufgaben verbundenen Akademien von München und Wien und der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen und Leipzig, die am 15. und 16. Mai 1894 in Göttingen abgehalten wurde. Man faßte dem Vorschlage der Göttinger Gesellschaft entsprechend den Beschluß, eine internationale Vereinigung ins Leben zu rufen, die die Lösung der Aufgabe neben und in gemeinsamer Arbeit mit der internationalen Erdmessung in die Hand nehmen und in die Wege leiten und eine Art Zentralstelle zum Austausch von Erfahrungen und Wünschen werden sollte.

Wenn dieser Plan auch nicht zur Ausführung kam, weil von der Versammlung der permanenten Kommission der internationalen Erdmessung in Innsbruck vom 5. bis 12. September 1894 eine solche Organisation neben der internationalen Erdmessung für unnötig und schädlich erachtet wurde, so blieb doch das einmal geweckte Interesse für Schweremessungen rege. Und besonders die Göttinger Gesellschaft verfolgte die von ihr in Fluß gebrachte Frage weiter und kam zu dem Entschluß, ihrerseits durch Entsendung von Expeditionen zur Messung der Erdschwere in die deutschen Kolonialgebiete zur Verwirklichung des oben formulierten Zieles beizutragen.

Von diesen Ländern kam in erster Linie Deutsch-Ostafrika dafür in Betracht, da es von großen Senkungsgebieten durchzogen ist, deren hauptsächlichste der zentralafrikanische Graben mit der Seenkette Tanganjika-, Kiwu-, Albert-Edward- und Albert-See und der südliche Teil des großen ostafrikanischen Grabens sind, der nördlich vom Njassa-See beginnend sich durch Afrika und das Rote Meer bis nach Palästina hinzieht und in der Virgation von Palmyra endet. In Senkungsgebieten kann man nämlich nach den Resultaten der Schweremessungen in Oesterreich-Ungarn und den Mittelmeerländern große regionale Störungen erwarten und im nördlichen Teile des ostafrikanischen Grabens waren von der Pola-Expedition der österreichischen Marine zur Erforschung des Roten Meeres auch tatsächlich bereits Werte der Schwerkraft gefunden worden, die weit über den normalen Betrag hinausgingen. Zur Aufdeckung von Anomalien mußte demnach das ostafrikanische Schutzgebiet besonders geeignet erscheinen, und die

Kgl. Gesellschaft faßte daher den Plan, eine besondere Expedition zum Zwecke, Schweremessungen mit Hilfe von Pendelbeobachtungen auszuführen, nach dieser Kolonie zu entsenden.

Indessen ließ sich diese Absicht vorerst nicht zur Ausführung bringen wegen der bedeutenden Geldmittel, deren es dazu bedurft hätte, und die nicht zur Verfügung standen. Erst als sich im Jahre 1897 durch die Regulierung der deutsch-englischen Grenze zwischen Njassa und Tanganjika eine günstige Gelegenheit bot, den Plan mit verhältnismäßig geringem Aufwand zu verwirklichen, konnte man ihm wieder näher treten.

Bei der Kommission, die zu der genannten Grenzregulierung nach Afrika gesandt werden sollte, befand sich auch ein Astronom, dem man neben seinen eigentlichen Aufgaben an der Grenze und insbesondere nach deren Abschluß während des Rückmarsches zur Küste die Ausführung von Pendelbeobachtungen übertragen zu können glaubte. Auf diese Weise wurden die hohen Anforderungen, die eine besondere Expedition gestellt hätte, vermieden und es waren nur die Mehrkosten aufzubringen, die dadurch entstanden, daß ein Teil der Grenzexpedition zur möglichsten Ausdehnung des Netzes von Schwere-Stationen nicht auf dem geraden Wege, sondern in einer großen nach Norden gerichteten Schleife zur Küste zurückkehrte.

In diesem Sinne arbeitete der Direktor des Kgl. Preuß. Geodätischen Instituts, Herr Geheimer Regierungsrat Helmert, die nachstehend abgedruckte Denkschrift aus, die die Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu der ihrigen machte und dem preußischen Herrn Kultusminister unterbreitete mit der Bitte die Bewilligung der darin als nötig bezeichneten Mittel aus dem Dispositions-Fonds Allerhöchsten Ortes erwirken zu wollen.

Denkschrift
über die Ausführung und Bedeutung von Schwerkraftmessungen im Anschluß an die deutsch-englische Grenzregulierung zwischen Njassa und Tanganjika.

Nachdem in den letzten Jahren der Zusammenhang des Verlaufes der Intensität der Schwerkraft auf der Erdoberfläche mit dem Aufbau der Erdkruste immer deutlicher hervorgetreten ist, hat die Beteiligung an der Messung der Intensität der Schwerkraft durch Pendelapparate mehr und mehr zugenommen, und in allen Ländern, wo die Wissenschaft gepflegt wird, ist man bemüht, die Erreichung des Zieles zu fördern: ein möglichst ausgebreitetes und engmaschiges Netz von Pendelstationen zu gewinnen. Der Forschung sind allerdings Schranken gezogen, einmal dadurch, daß Pendelapparate nur auf festem Boden, nicht aber zu Schiffe, brauchbar sind, und ferner dadurch, daß man selbstverständlich nur auf den zugänglichen Teilen der Festländer und Inseln Pendelstationen errichten kann. Aber auch in dieser Beschränkung ist die Aufgabe noch eine sehr lohnende.

Das dichteste Netz von Pendelstationen besitzen gegenwärtig Europa und die Vereinigten Staaten von Amerika. In beiden Gebieten wird eifrig weiter beobachtet, besonders aber ist die Arbeit in Oesterreich-Ungarn gefördert worden, sodaß daselbst in einigen Jahren ein Abschluß gewonnen sein wird. Im übrigen liegen Pendelmessungen im Innern der Kontinente nur noch aus Algier und Vorderindien vor; aus naheliegenden Gründen mußte man sich im allgemeinen mit Küstenstationen begnügen. Um die Vermehrung dieser letzteren hat sich in neuester Zeit die österreichisch-ungarische Marine große Verdienste erworben; eine vielversprechende Expedition der deutschen Marine geht zu Anfang Oktober d. J. nach Kamerun ab; in erster Linie für Küstenvermessungszwecke bestimmt, wird sie zunächst daselbst und sodann herunter bis zum Kap d. G. H. im Laufe der folgenden 12 Monate auch eine Reihe von Pendelstationen hauptsächlich an der Küste anlegen. Einige wenige Male wird es möglich sein, auch mehrere Zehnerkilometer landeinwärts zu kommen.

Für die Erlangung von Pendelstationen an den schwer zugänglichen Stellen des Innern der Kontinente muß jede günstige Gelegenheit nutzbar gemacht werden, wenn in absehbarer Zeit etwas erreicht werden soll; besonders wird man solche Gelegenheit nicht vorübergehen lassen, wenn es sich um Gegenden handelt, die für die Schwerkraftsforschung ein hervorragendes Interesse bieten. In dieser Hinsicht steht aber obenan Deutsch-Ostafrika und zwar durch die beiden sogenannten „Gräben". Dergleichen ungeheure Einbrüche der Erdkruste sind wohl ein zweites Mal auf der ganzen Erdoberfläche nicht wieder vorhanden. Sie folgen einesteils der Seenkante, Njassa, Rukwa, Tanganjika u. s. f., anderenteils einer geraden Linie vom Njassa längs der Massai-Steppe nach dem Natron-See westlich vom Kilimandjaro. Weiter nordwärts sind das Rote Meer und das Adriatische Meer gewissermaßen Fortsetzungen jener Gräben.

Die von der österreichisch-ungarischen Marine ausgeführten Pendelmessungen an den Küsten dieser beiden Meere haben enorme positive Störungen des normalen Wertes der Schwerkraft aufgedeckt. Es ist nunmehr wichtig, zu erforschen, ob in den Gräben Deutsch-Ostafrikas auch dergleichen Störungsbeträge auftreten. Bisher hat man im Innern der Kontinente so hohe positive Werte nicht aufgefunden; nur die kleinen Inseln der Ozeane zeigten gleich starke Anomalien. Vielleicht spielt aber hier die Abkühlung des Meeresbodens durch das Wasser eine Rolle. Inwieweit beim Roten und beim Adriatischen Meer das auch der Fall ist, steht dahin. Jedenfalls bieten die Gräben Deutsch-Ostafrikas in Bezug auf Wasserkühlung zur Zeit andere Verhältnisse; überdies ist vielleicht der östliche Graben beim Natron-See niemals längere Zeit von Wasser bedeckt gewesen. Wie nun auch das Ergebnis einer Erforschung der Anomalien der Schwerkraft im Gebiete der Gräben ausfällt, immer wird es für die Geschichte der Bildung der Erdkruste von hoher Bedeutung sein.

Deshalb ist in den letzten Jahren zunächst der Gedanke an eine besondere Expedition zur Errichtung einer Reihe von Pendelstationen im Innern von Deutsch-Ostafrika entstanden; seiner Realisierung bietet aber die Beschaffung der

Geldmittel einige Schwierigkeit. Jetzt ist jedoch in der bevorstehenden Regulierung der deutsch-englischen Grenze zwischen Njassa und Tanganjika eine geeignete Gelegenheit vorhanden, zunächst in diesem Gebiete selbst ohne Ausrüstung einer besonderen Expedition Pendelmessungen auszuführen, indem die Grenzregulierungskommission von einem Astronomen begleitet sein wird, der neben seinen Hauptaufgaben die bezüglichen Beobachtungen ausführen kann. Um aber nicht nur halbes zu erreichen, würde es sich empfehlen, daß am Schlusse der Grenzregulierung ein für die Pendelmessungen ausreichender Teil der Grenzregulierungsexpedition seinen Rückweg zur Küste über Tabora und nordwestlich am Manjara-See vorbei bis möglichst weit nach Norden in die Gegend westlich vom Natron-See, und sodann südlich vom Meru durch Usambara nach Pangani nähme. Auf diese Weise würde außer dem westlichen Graben auch die Platte zwischen beiden Gräben und der wichtige nördliche Teil des östlichen Grabens sowie ein durch Verwerfungen interessanter Küstenstrich in den Bereich der Forschung gezogen, ohne daß die Kosten so erheblich werden dürften, wie für eine Spezialexpedition, selbst wenn sich diese auf eine einfache Linie von der Küste nach dem Innern beschränkte.

Die Kosten lassen sich annähernd auf 20000 bis 25000 Mk. schätzen mit Benutzung einer vom Hauptmagazin in Daressalam angefertigten Kostenrechnung für eine Expedition nach Udjidji. Es wird dabei vorausgesetzt, einerseits, daß zwei Beobachter teilnehmen, andrerseits, daß die Instrumente für die Pendel-Expedition vom Kgl. Geodätischen Institute in Potsdam entliehen werden. Der genannte Betrag verteilt sich wie folgt:

a) Transport der Instrumente nach der ostafrikanischen Küste und von da nach dem Innern, wobei 10 Träger zu rechnen sind; ferner Transporte im Grenzregulierungsgebiet und verschiedene Mehrkosten Mk. 5000
b) 70 Träger für die Pendel-Expedition vom Njassa über Tabora und Manjara-See bis Pangani, incl. Verpflegung für fünf Monate . Mk. 7000
c) 20 Lasten Verpflegung des Personals . . . . . Mk. 1700
d) Ergänzung der Ausrüstung der Expedition . . . . . Mk. 300
e) Ergänzung der Ausrüstung des Personals . . . . . Mk. 1000
f) Mehrkosten durch etwas verlängerten Aufenthalt an der Küste behufs Anschlußmessungen bei der Ankunft und am Schluß . . . Mk. 1000
g) Mehrbetrag des Honorars für die beiden Beobachter unter Berücksichtigung der Auslagen für verschiedene Verpflegungserfordernisse, sowie der notwendigen Anschlußarbeiten vor Beginn und am Schluß der Reise im Kgl. Geodätischen Institut zu Potsdam . . . . Mk. 6000

Dies sind zusammen 22000 Mk., wobei noch nichts für die endgültige Bearbeitung der Ergebnisse ausgeworfen ist. Eine genauere Aufstellung von sachkundiger Feder wird im einzelnen vielleicht erheblich, indessen an der Gesamtsumme wenig ändern. Nur dürfte deren Betrag zur Sicherheit auf 25000 Mark zu erhöhen sein.

In Bezug auf den Beobachtungsplan ist im allgemeinen zu bemerken, daß

die Pendelmessungen ohne Kenntnis der geographischen Lage des Ortes der Messungen keinen Wert haben würden. Am wenigsten genau ist die geographische Länge erforderlich. Zu ihrer Ermittelung sind besondere Maßnahmen nicht nötig; es reicht dazu das Itinerar aus oder die Angabe in der Karte. Wichtiger ist die Kenntnis der geogr. Breite; sie ist auf etwa 6″ genau erforderlich, also doch auch nur in einem Maße, wie man sie ohnehin wegen der zu den Pendelmessungen notwendigen Zeitbestimmungen ermitteln wird, was ohne viel Zeitaufwand geschehen kann.

Von besonderer Bedeutung ist die Kenntnis der Meereshöhe des Beobachtungsortes, da bei der Ableitung der den Schwerestörungen entsprechenden Störungen der Massenverteilung in der Erdkruste 100 m Höhenfehler etwa 200 m Fehler in der Dicke der störenden Massenschicht geben. Es ist daher eine möglichst genaue Höhenbestimmung, insoweit sie durch das Barometer und Siedethermometer möglich ist, anzustreben. Zu diesem Zwecke sind gleichzeitige täglich mehrmals vorzunehmende Barometerablesungen während der Dauer der Expedition an etwa sechs gut verteilten Hauptstationen, z. B. in Daressalam, Langenburg, Tabora, Udjidji, Kwei, Pangani nötig; außerdem muß selbstverständlich am Stationsorte, mindestens während eines Tages, beobachtet werden. Hieraus ergibt sich der Höhenunterschied aller dieser Stationen so gut, wie es den Umständen nach erreichbar ist, vorausgesetzt, daß die Barometer unter einander verglichen sind.

Die Barometervergleichung geschieht am besten gelegentlich der Expedition unter Benutzung eines Siedethermometers.

Zu den Pendelmessungen selbst einschließlich der Zeitbestimmungen und Feststellung der geographischen Lage ist während der Reise immer ein Ruhetag nötig, eventuell wird man auch zweier Ruhetage bedürfen. Die Stationen müssen in Abständen von nicht über 100 km angelegt werden. Womöglich wird man sie aber alle 50 km nehmen, was ungefähr dem Gebrauche entspricht, jeden 4. Reisetag zum Ruhetag zu machen.

Unter der Voraussetzung von 100 km Abstand würden vom Njassa über Tabora, Manjara-See und Usambara 13 Stationen erhalten werden, dazu ein oder zwei Küstenstationen, z. B. Daressalam und Pangani, ferner mindestens vier Stationen am Njassa und Taganjika bezw. an der Grenze zwischen beiden und etwa 4 Stationen auf der Hinreise (sei es über Land oder mit Benutzung des Wasserweges Sambesi-Schire), gäbe in Summa als Minimum 23 Stationen. Voraussichtlich werden aber ein halbes Hundert und mehr Stationen absolviert werden können.

Von besonderer Wichtigkeit ist, daß behufs Herstellung des Anschlusses an das allgemeine Stationsnetz der Erde und zur Erlangung von ausreichenden Angaben für die kleinen Veränderungen der Pendel einige Stationen doppelt besucht werden.

a) Potsdam, Geodätisches Institut vor Beginn und nach Schluß der Reise,

b) eine Küstenstation, etwa Daressalam, bei Ankunft der Apparate in Afrika und bei Rückkehr der Expedition,

c) eine Station am Njassa, etwa Langenburg bei Beginn und am Schluß der Grenzregulierungsarbeiten, vielleicht auch, falls diese länger als ein Jahr währen sollten, einmal in der Mitte.

gez. F. R. Helmert.

Seine Majestät der Kaiser bewilligte daraufhin die als notwendig erachtete Summe von 25000 Mk.

Um die Ausführung der Schweremessungen durch den Astronomen der Grenzregulierungskommission sicher zu stellen, setzte sich die Gesellschaft mit der Kolonial-Abteilung in Verbindung und schloß mit ihr einen Vertrag ab, worin sich die Abteilung verpflichtete, die Beobachtungen in der gewünschten Weise durch zwei der ihr unterstellten Kommissionsmitglieder ausführen zu lassen, während die Gesellschaft den Betrag von 20000 Mk. zu den Kosten der Expedition beisteuerte. Die übrigbleibenden 5000 Mk. der bewilligten Summe wurden zur Bearbeitung der Resultate und ihrer Publikation aufgespart.

Dabei wurde das Arbeitsprogramm für den Rückweg der Expedition auf Veranlassung des Geh. Regierungsrates v. Danckelman dahin erweitert, daß neben den Schweremessungen möglichst genaue absolute Ortsbestimmungen ausgeführt werden sollten, um für die Kartographie des Gebietes mehr sichere Anhaltspunkte zum Einhängen der vielen vorhandenen Routen zu bekommen.

Schließlich trat der inzwischen leider verstorbene Professor Eschenhagen noch mit dem Wunsche nach erdmagnetischen Beobachtungen hervor, deren Berücksichtigung auch zugesagt wurde, falls die anderen Arbeiten die nötige Zeit übrig lassen würden.

Von den Mitgliedern der Grenz-Expedition wurden der damalige Oberleutnant, jetzige Hauptmann der Schutztruppen, Glauning und der Verfasser dieses Berichts als Astronom zur Ausführung der Schweremessungen und der anderen daneben in Aussicht genommenen Arbeiten bestimmt. Der Mechaniker Lukas sollte ihnen dabei die notwendigen Handreichungen und sonstige Gehilfendienste leisten; jedoch schied er nach Beendigung der Grenzregulierung aus dem Expeditionsverbande aus, sodaß auf dem Rückweg, bei der Pendel-Expedition, die ihm zugedachten Arbeiten teils von den beiden Beobachtern, teils von dem Sanitäts-Unteroffizier der Expedition übernommen werden mußten.

Die notwendigen Instrumente brauchten nur zu einem kleinen Teile neu beschafft zu werden, da sie einerseits vom Reichs-Marine-Amte und der Kolonial-Abteilung, andrerseits vom Geodätischen Institute leihweise überlassen wurden; insbesondere stellte letzteres den Pendelapparat mit allem Zubehör zur Verfügung. Auch für die Ausbildung der beiden in Aussicht genommenen Beobachter, denen Schweremessungen völlig neu waren, sorgte Herr Geheimrat Helmert

bestens, indem er Herrn Professor Kühnen, damals ständiger Mitarbeiter jetzt Abteilungsvorstand am Geodätischen Institut, damit betraute.

Diese Ausbildung fand in den Wintermonaten 1897—98 statt und endigte mit den Anschlußbeobachtungen, die zur Bestimmung der Länge der mitzunehmenden Sterneckschen Pendel auf dem als Basisstation dienenden Geodätischen Institut notwendig waren; dabei mußte der Dreipendelapparat des Instituts, der damals noch nicht genügend durchgearbeitet und für den Feldgebrauch geeignet war, einer Reihe besonderer Untersuchungen und Umänderungen unterworfen werden, von denen im Abschnitte über Pendelbeobachtungen eingehender zu sprechen sein wird. Auch die Kontaktuhr mit Halbsekundenpendel von Straßer und Rohde erforderte infolge eines Konstruktionsfehlers noch kurz vor der Ausreise eine größere Reparatur. Nebenher mußten die Untersuchungen und Konstantenbestimmungen der übrigen Instrumente, namentlich der für die Grenzregulierung bestimmten und die sonstigen Reisevorbereitungen betrieben werden. Besonders viel Mühe verursachte die sichere Verpackung der Instrumente, die außerdem auch wasserdicht und möglichst leicht sein sollte. Die Expedition verdankt es in erster Linie der Hilfe des Mechanikers des Geodätischen Instituts, Herrn Fechner, daß diese Aufgabe in befriedigender Weise gelöst wurde.

Die zur Verfügung stehende Zeit erwies sich als zu kurz, um alle diese Arbeiten mit der Sorgfalt zu erledigen, die ich gewünscht hätte; so konnte ich z. B. auf die Ausbildung in erdmagnetischen Beobachtungen, der Herr Professor Eschenhagen sich selbst unterzog, nur ein paar Nachmittage verwenden, die gerade genügten, um einen flüchtigen Ueberblick über das mir bis dahin unbekannte Gebiet zu gewinnen. Ferner hätte ich gern den Bock, auf dem der Pendelapparat aufgestellt wurde, und der sich bei den Anschlußbeobachtungen als nicht hinreichend stabil herausgestellt hatte, durch ein festeres Untergestell ersetzen und noch eine Reihe anderer sehr wünschenswerter Abänderungen an mehreren Apparaten vornehmen lassen, wenn die Zeit es erlaubt hätte. Die günstige Gelegenheit der Grenzregulierung war für die Pendelbeobachtungen einige Monate zu früh gekommen.

Mitte März 1898 wurden die Instrumente in Hamburg auf den Dampfer „Kaiser“, Kapitän Stahl, der D. O. A. L. verladen mit Ausnahme der Uhren, die noch bis zum letzten Moment von Herrn Professor Wanach untersucht werden mußten, und die ich daher erst in Neapel, wo die Expedition sich einschiffte, mit an Bord nehmen konnte.

Am 31. März ging der „Kaiser“ in See.

Ich möchte nicht verfehlen, allen den Herren, die uns mit Rat und Tat bei den Vorbereitungen unterstützt und so zum Gelingen der Expedition wesentlich beigetragen haben, und von denen ich besonders die Herren Helmert, v. Danckelman, Kühnen, Wanach, Schnauder und Fechner nennen möchte, auch an dieser Stelle unsern wärmsten Dank auszusprechen.

Erster Teil.

Der Verlauf und die Ausrüstung der Expedition.

1. Von Daressalam zum Njassa.

Nachdem wir am 20. April 1898 in Daressalam eingetroffen waren, konnten wir die in der Denkschrift vorgesehenen Anschlußbeobachtungen an diesem Ort in den Tagen vom 26. April bis 4. Mai erledigen und uns an die Feldarbeit gewöhnen, die ohne die bequemen Einrichtungen des Potsdamer Instituts ausgeführt werden mußte und deswegen nicht so glatt von statten ging. Anfangs wurde auch noch dies und jenes vergessen, wodurch unvorhergesehene Aufenthalte und Wiederholungen verursacht wurden. Der vor der Ausreise festgesetzte Arbeitsplan mußte hier schon zum ersten Male durchbrochen werden, da es nicht möglich war, die uns als besonders wichtig ans Herz gelegten magnetischen Anschlußbeobachtungen zu erlangen, worüber in dem Abschnitt über Erdmagnetismus eingehender zu berichten sein wird. Ferner wird bei Besprechung des Zenitteleskops auf den Kampf mit der Lampe dieses Instruments zurückzukommen sein, der uns hier bereits einen Vorgeschmack späterer Widerwärtigkeiten kosten ließ.

Die nächste Pendel-Station auf der Ausreise, die von Daressalam über Chinde und den Sambesi-Schire nach dem Njassa-See führte, und nach der Denkschrift möglichst zu Schweremessungen benutzt werden sollte, war Moçambique. Hier konnte infolge der Liebenswürdigkeit des Vertreters der Hamburger Firma Philippi und stellvertretenden deutschen Konsuls, Herrn Davelsberg, in einem Schuppen des zementbedeckten Hofes der Firma gependelt werden, wofür ich auch an dieser Stelle nochmals danken möchte. Auch das Entgegenkommen des Gouvernements von Portugiesisch-Ostafrika, das die Instrumente ohne Erlegung von Zoll landen ließ, und sich dadurch vorteilhaft von anderen Staatsverwaltungen unterschied, verdiente unsern Dank.

Der Hof, der ehemals als Pferch für die auf dem nahen Festlande zusammengetriebenen Sklaven gedient hatte, die von hier aus direkt zum Verkauf in die Daus (arabische Küstenfahrer) verladen werden konnten, sah jetzt in der Nacht vom 13. zum 14. Mai das friedlichere Geschäft des Pendelns und der zugehörigen astronomischen Beobachtungen. Da ich allein war — Glauning marschierte auf dem Landwege zum Njassa —, so bekam ich nur 4 Pendel, sodaß die Schwere von Moçambique nicht so sicher bestimmt ist, wie die der anderen Stationen.

Bei der Weiterfahrt waren die Aufenthalte überall zu kurz, als daß an Pendelbeobachtungen gedacht werden konnte. Erst in Blantyre, der Hauptstadt von Britisch-Zentralafrika, fanden wir die nötige Ruhepause, um die Instrumente auszupacken und aufzustellen; doch behielt es dabei sein Bewenden, denn ein dauernd bewölkter Himmel vereitelte während unseres Aufenthalts jegliche Zeitbestimmung, ohne die das Pendeln zwecklos gewesen wäre.

Danach hatte die Expedition erst in Langenburg wieder einen längeren Aufenthalt, der sehr gut zu den in der Denkschrift vorgeschriebenen Anschlußbeobachtungen, die auch dringend notwendig waren, wie wir sogleich sehen werden, hätte ausgenützt werden können, wenn wir die Apparate gehabt hätten. Diese befanden sich jedoch noch aus folgendem Grunde zwischen Blantyre und Fort Johnston am Südende des Njassa unterwegs.

Auf dieser Strecke war unsere Beförderung, sowie die unserer Lasten, der African Lakes-Corporation übertragen worden, die aber nicht die nötige Anzahl Träger aufbringen konnte, um alles zusammen von Blantyre nach Matope, dem Einschiffungsort für die Fahrt auf dem oberen Schire, zu schaffen. So mußten, da wir in Matope direkten Anschluß hatten und sowohl auf Wunsch des englischen Grenzkommissars, wie aus eigenem Antriebe möglichst schnell in das Vermessungsgebiet kommen wollten, die zurückgebliebenen Pendellasten ihrem Schicksal überlassen werden. Wir konnten dies riskieren, da sie als Regierungsgut einen gewissen Schutz genossen, und uns versprochen wurde, daß sie bald nachkommen sollten. Ich konnte daher nicht annehmen, daß sie erst mehrere Wochen später von dem zweiten Teil der englischen Grenzkommission mitgebracht werden würden, zu einer Zeit, wo die Vermessungsarbeiten schon längst begonnen hatten und an Schwerebeobachtungen nicht zu denken war. Obgleich nämlich die Denkschrift in Aussicht genommen hatte, neben den Arbeiten an der Grenze auf einigen Stationen auch zu pendeln, mußten dennoch die Apparate während der ganzen Grenzregulierung unbenutzt am Njassa-See liegen bleiben. Denn erstens fehlte es an Trägern für die vielen und schweren Lasten. Zweitens mußten die einzelnen Teile der Expedition so beweglich als möglich sein, da sie zum Triangulieren und Topographieren bald hierhin, bald dahin zu marschieren und in dem gebirgigen Gelände vielfach auf hohe Berge zu klettern hatten, wobei sie durch die Pendellasten sehr behindert worden wären. Und drittens war auf Wunsch des englischen Kommissars, sowie wegen der schon stark vorgeschrittenen Jahreszeit, verabredet worden, die Grenzarbeiten so rasch als möglich zu erledigen, sodaß wir die zu den Pendelbeobachtungen unbedingt nötigen Pausen in der Grenzarbeit nicht eintreten lassen konnten.

Auf diese Weise wurden die Schweremessungen ganz auf den Rückmarsch verschoben, dessen Schleife dafür weiter nach Westen ausholen sollte. Dadurch und durch die reinliche Scheidung zwischen beiden Aufgaben gewann die Pendelarbeit ebensoviel, wie die Grenzarbeit; nur das Fehlen der Anschlußbeobachtungen in Langenburg kurz nach Ankunft der Pendel wurde zu einem die Genauigkeit der erhaltenen Resultate beeinträchtigenden Uebelstand. Hätten wir diese Beobachtungen machen können, so wäre dadurch entschieden worden, wieviel von der am Schlusse der gesamten Expedition gefundenen Verkürzung der Schwingungszeit der Pendel von durchschnittlich 40 Einheiten der siebenten Dezimale auf die nahezu einjährige Pause, während der die Pendel ruhig in Langenburg gelagert haben, entfällt, und wieviel auf den Rest der Expeditionsdauer, währenddessen sie fortwährend in Gebrauch waren. Jetzt sind wir darüber auf

Hypothesen angewiesen, wodurch Fehler bis zu 20 Einheiten bei einer Anzahl von Stationen entstehen können.

Ich habe diese Verhältnisse so ausführlich geschildert, um dem Vorwurf zu begegnen, in einem so wichtigen Punkte die klaren Vorschriften der Denkschrift nicht erfüllt zu haben. Da die Expedition und auch ich selbst in erster Linie für die Grenzregulierung hinausgeschickt waren, so mußten die Schwerebeobachtungen zunächst zurückstehen.

2. Vorexpedition ins Livingstone-Gebirge[1]).

Nachdem die Feldarbeiten an der Grenze beendet und die Kommission aufgelöst war, konnte am 1. Januar 1899 die Ostafrikanische Pendel-Expedition der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen ins Leben treten, die aus dem Hauptmann Glauning als Leiter, mir und dem Sanitäts-Unteroffizier Rieske bestand. Letzterer wurde jedoch vor Beendigung der Expedition nach Daressalam zurückkommandiert, da seine Dienstperiode abgelaufen war, und am 24. September durch den Sanitäts-Unteroffizier Zimmermann abgelöst.

Während der ersten Monate des Jahres blieb die Expedition ruhig in Langenburg[2]), einesteils weil die hereingebrochene Regenzeit das Marschieren und Arbeiten sehr erschwert und teilweis unmöglich gemacht hätte, und andernteils weil wir am Njassa-See keine Träger bekommen konnten und daher die nötige Anzahl an der Küste bestellt hatten, deren Ankunft nun abgewartet werden mußte. Wir waren während dieser Zeit damit beschäftigt, die Berechnungen der Grenztriangulation zu Ende zu führen, sowie Langenburg und die beiden Bergspitzen des östlichen Seeufers Djaülanda und Panika[3]) an das trigonometrische Netz anzuschließen[4]). Ferner wurden Schweremessungen und erdmagnetische Beobachtungen in Langenburg ausgeführt.

Obgleich die erwarteten Träger von der Küste nicht eingetroffen waren, so konnten wir doch dank des Entgegenkommens des später in Langenburg allzu früh verstorbenen Botanikers Götze, der uns einen Teil seiner Leute für einige Wochen lieh, am 8. April zu einer kurzen Vorexpedition in die Ukingaberge aufbrechen.

Ihr Zweck bestand darin, zu der Grabenstation Langenburg eine Referenz-Pendelstation auf dem den Graben überragenden Plateau anzulegen. Denn eine Schweremessung im Graben genügt nicht, um Anomalien festzustellen, es ge-

1) Den Reiseweg siehe auf Tafel I.

2) Jetzt: Alt-Langenburg.

3) Dies sind die Namen der Berge in der Kingasprache. Die das Seeufer bewohnenden Wakissi nennen sie Katakalevi und Ukangu. Für den ersteren hat Dantz die ähnlich klingenden Namen Kivangarala und Katukurere. Das trigonometrische Signal auf Djaülanda, das Dantz der Station Langenburg zuschreibt, muß ich für die Pendel-Expedition reklamieren. (Mittheilungen aus den Deutschen Schutzgebieten Bd. XVI S. 113. 1903).

4) Die Ergebnisse sind veröffentlicht in meinem „Bericht über die astronomischen und geodätischen Arbeiten der deutschen Grenzregulierungs-Kommission zwischen dem Nyassa- und Tanganyika-See", Mittheilungen aus den Deutschen Schutzgebieten Bd. XIII S. 265. 1900.

hören noch Messungen auf den beiderseits gelegenen Hochebenen dazu. Diese liefern die normale Schwere des Gebietes, gegen die im Graben Abweichungen vermutet werden. Langenburg war seiner Lage nach Grabenstation für den nördlichen Teil des Njassa-Grabens, der ziemlich genau von Südosten nach Nordwesten verläuft und dann in den gleichgerichteten Rukwa-Graben übergeht. Unser Vorstoß, der möglichst senkrecht zur Grabenrichtung erfolgen mußte, erstreckte sich daher nach Nordost und nötigte uns, das hier in mehrere Ketten zerteilte steile Livingstone-Gebirge zu erklettern.

Bei diesem Aufstieg machten wir als Erste den Versuch in der Schlucht, in der der Rumbira die Randkette durchbricht, in das Ukingaland einzudringen und so einen bequemeren Weg als den gewöhnlichen zu erschließen, der erst zur Kammhöhe der Randkette emporführt und dann fast wieder um den gleichen Betrag in das Tal des südlichsten Quellflusses des Rumbira herabfällt. Die wildromantische Schlucht wurde aber bald so eng und steilwandig, daß an manchen Stellen nur die Wurzelballen der Grasstauden dem Fuß einen notdürftigen Halt boten und uns vor einem unfreiwilligen Bade in dem brausenden Rumbira bewahrten. Wir waren daher froh, schließlich noch einen der schmalen und etwas weniger steilen Grate zu finden, auf denen die Aufstiege an der stark erodierten Westseite des Gebirges allein möglich sind, und den wir benutzten, um auf die Randkette zu gelangen, die wir der Bequemlichkeit halber hatten umgehen wollen. Da der Weg außerdem durch unaufhörlichen Regen schlüpfrig erhalten wurde, so war es kein Wunder, daß viele Lasten und einige Träger bei dieser Kletterei abstürzten. Letztere kamen glücklicherweise ohne ernstlichen Schaden davon; von den abgestürzten Lasten gingen jedoch zwei gänzlich verloren.

Infolge dieses mühseligen Anfanges — die meisten Träger waren außerdem unterwegs von der Dunkelheit überrascht worden und hatten die kalte nasse Nacht ohne Feuer und Nahrung am Bergesabhang zubringen müssen — lief uns eine Anzahl von Leuten gleich am zweiten Tage der Expedition weg, sodaß wir nur in Etappen vorwärts gehen konnten und drei Tage zum Zurücklegen eines Tagemarsches brauchten. Das Zurückbleiben der Lasten am ersten Tage hatte ferner die fatale Folge, daß ich die 4 Taschenuhren von Lange u. Söhne, die zur Zeitübertragung dienen sollten, nicht rechtzeitig aufziehen konnte, sodaß sie stehen geblieben waren und ich die Langenburger Zeit verloren hatte. Wir hatten sie mitgenommen, um die geographische Länge der anzulegenden Pendel-Station astronomisch durch Zeittransport zu bestimmen gemäß unserer Aufgabe, gute Festpunkte für die Routenkonstruktionen zu liefern. Dieser Plan war nun zerstört und ich entschloß mich rasch, die Lage der künftigen Pendel-Station durch eine flüchtige Triangulation festzulegen, die ich gerade noch an die beiden trigonometrischen Signale Djaülanda und Panika, die zum Anschluß von Langenburg an die Grenztriangulation gedient hatten, anknüpfen konnte.

Außerdem war mir klar geworden, daß an eine Routenaufnahme in diesem zerissenen Bergland nicht zu denken war, wenn man einigermaßen die Gestaltung des Geländes wiedergeben wollte. Daher begann ich, die flüchtige Trian-

gulation durch eine flüchtige Meßtischaufnahme zu ergänzen, wodurch außer dem rein geographischen Vorteil einer zuverlässigen Karte auch die Möglichkeit gewonnen wurde, die topographischen Korrektionen für die Pendelbeobachtungen in Langenburg und der zugehörigen Plateaustation mit einiger Sicherheit zu berechnen.

Nachdem wir auf diese Weise allein für den Marsch das dreifache an Zeit gebraucht hatten, als bei geordneten Trägerverhältnissen nötig gewesen wäre, versuchten wir die Pendel-Station in der Gemarkung Kitogo[1]), die zum Lande der Wawemba gehört, auf dem hier bereits sanft nach Osten abfallenden Plateau in etwa 2300 m Meereshöhe anzulegen.

Diese Absicht mußten wir aber schließlich aufgeben, nachdem wir 6 Tage vergeblich auf klaren Himmel zu den für das Pendeln unerläßlichen Zeitbestimmungen gewartet hatten. Um nicht gleich zu Anfang noch mehr Zeit zu verlieren, und da der von Langenburg mitgenommene, nur auf 2 Wochen berechnete Proviant ausgegangen war, sodaß wir ausschließlich auf Eingeborenen-Kost angewiesen waren, zogen wir weiter nach Nordosten in tiefere Gegenden, wo nicht mehr die am Livingstone-Gebirge hängenden Wolken uns die Aussicht auf den Sternenhimmel zu versperren drohten.

In der Gemarkung Masaürua, die noch zu Ubena gehört, konnte denn auch ohne weiteren Zeitverlust die mit Langenburg korrespondierende Plateau-Schweremessung erlangt werden. Masaürua liegt nicht mehr auf dem eigentlichen Plateau, sondern, wie ich leider zu spät bemerkte, schon über den Ubena-Bruch hinaus, der die östliche Begrenzung des Livingstone-Gebirges bildet. Möglicherweise gibt diese Messung daher nicht die normale Plateauschwere, sondern einen durch den genannten Bruch gestörten Schwerewert an.

Der Rückweg führte die Expedition über die Missions-Station Tandala, von den Eingeborenen Kwa Makasitu[2]) genannt, wo wir von Herrn und Frau Wolf in der liebenswürdigsten Weise aufgenommen und verpflegt wurden, am 8. Mai nach Langenburg zurück. Unterwegs konnte die erwähnte flüchtige Triangulation und Meßtischaufnahme in ausgiebiger Weise vervollständigt werden.

Für die Höhenbestimmungen bei dieser Vorexpedition diente Langenburg als Basisstation, wo Herr Kleemann mit der Regelmäßigkeit, die ihm Amt und Gesundheit gestatteten, die Ablesungen des Quecksilber-Barometers Hechelmann 2047 an den drei Terminen ausführte[3]). Dieses Barometer hatte ich bei der Ausreise selbst von Daressalam glücklich nach Langenburg gebracht, wobei der Umstand, daß die Reise auf dem Wasserwege ausgeführt wurde, mir sehr zu statten kam. Besondere Vorsicht war nur bei dem viertägigen Landweg von Katunga nach Matope nötig gewesen, auf dem die Schnellen des Schire umgangen wurden. Hier ließ ich die Träger des Instruments nicht aus den Augen oder nahm es

1) Die Namen der Pendel-Stationen und sonstiger erwähnenswerter Orte sind ebenso wie der Reiseweg der Expedition auf der dieser Abhandlung beigegebenen Karte (Tafel I) in roter Farbe eingetragen.

2) Auf deutsch: Bei dem Manne vom Walde.

3) Die Resultate sind bereits veröffentlicht in „Barometerbeobachtungen in Langenburg am Nyassa. Mitgeteilt von Dr. E. Kohlschütter". Mittheil. a. d. D. Schutzgeb. Bd. XVI S. 201. 1903.

der größeren Sicherheit halber zu mir in die Machilla, eine von Negern getragene Hängematte, in der die Europäer in Portugiesisch-Ostafrika und Britisch-Zentralafrika zu reisen pflegen.

Für den weiteren Verlauf der Pendel-Expedition mußte ich mich nach einem anderen Beobachter umsehen, da Herr Kleemann Langenburg sehr bald verlassen wollte. Ich fragte daher bei der Mission in Ikombe an, das wenige Kilometer nordwestlich von Langenburg ebenfalls auf einer kleinen in den See vorspringenden Halbinsel gelegen ist, ob sie die Terminbeobachtungen von Luftdruck, Temperatur und Feuchtigkeit übernehmen wollten. Der Superintendent der Berliner Mission antwortete in bejahendem Sinne. Da ich mich auf das Versprechen eines Herrn, dem Bornhardt wissenschaftliches Interesse nachrühmt und noch dazu eines Geistlichen, glaubte verlassen zu können, brachte ich das Barometer unter den nötigen Vorsichtsmaßregeln nach Ikombe und hängte es im Geschäftszimmer der Mission auf, wobei ich nochmals das Versprechen möglichst regelmäßiger Ablesungen erhielt.

Meine Hoffnungen wurden jedoch getäuscht. Nicht eine einzige meteorologische Beobachtung ist seit der Zeit aus Ikombe eingegangen, obwohl ich von Utengule aus noch einmal brieflich daran erinnert habe. Die Höhenbeobachtungen aus dem weiteren Verlaufe der Expedition, soweit sie sich auf das Livingstone-Gebirge und die benachbarten Länder beziehen, mußten demnach mit den aus Herrn Kleemanns Beobachtungen abgeleiteten Mittelwerten des Luftdrucks vom Vorjahre reduziert werden, obgleich eine mit Barometer und Thermometer ausgestattete Basisstation in unmittelbarer Nähe lag. Ihre Genauigkeit hat natürlich sehr erheblich darunter gelitten. Ebenso die Höhenbeobachtungen von Götze und Fülleborn, die auch gerade in jene Zeit fielen.

Die vom Gouvernement bestellten Träger für den Weitermarsch der Expedition trafen nicht ein, und deshalb versuchte Hauptmann Glauning auf andere Weise die nötige Anzahl Leute zusammenzubringen. Von den am See ansässigen Handelsfirmen war nur ein kleiner Teil der benötigten Zahl zu bekommen und wer weiß, wann die Expedition hätte abmarschieren können, wenn nicht ein glücklicher Zufall uns zu Hilfe gekommen wäre. Dieser bestand in dem Zusammentreffen mit Hauptmann Schloifer, der gerade dabei war, den Dampfer „Hedwig von Wißmann“ nach dem Tanganjika-See zu transportieren und zu diesem Zweck eine große Menge von Leuten aus Ufipa, Ubungu, Uwanda und von anderen sich zum Tragen eignenden Stämmen nach dem Nordende des Njassa heruntergebracht hatte. Herr Schloifer hatte die große Liebenswürdigkeit der Pendel-Expedition 200 Mann gegen Erstattung der Anwerbungs- und Verpflegungskosten zu überlassen, wodurch Glauning in die Lage versetzt wurde, mit dem Gros der Lasten am 30. Mai nach Utengule unterm Beja aufzubrechen.

3. Vom Njassa zum Tanganjika[1]).

Ich selbst hatte noch mit der zeichnerischen Fixierung meiner Meßtischaufnahmen in Langenburg zu tun und konnte erst am 13. Juni folgen, wobei ich den bis dahin noch nicht begangenen Weg am oberen Rande des westlichen Steilabsturzes des Livingstone-Gebirges einschlug. Während des ganzen Marsches wurde die flüchtige Triangulation und die topographische Aufnahme, soweit sich das in dem nicht sehr übersichtlichen Gelände von der geraden Marschroute aus tun ließ, fortgesetzt.

Als ich in Utengule unterm Beja eintraf, war ein Teil der Lasten schon wieder nach dem Rukwa-See vorausgeschickt worden, wo die nächste Pendel-Station geplant war. Wir hatten nicht geahnt, daß der Njassa-Graben ohne Unterbrechung in den Rukwa-Graben übergeht, und daß letzterer schon bei Utengule so scharf ausgeprägt sein würde, wie er es tatsächlich ist. Auch bemerkten wir zu spät, daß südlich von Utengule ein anderer Graben, der des Ruaha, unter rechtem Winkel in den Njassa-Rukwa-Graben einmündet. Wären uns diese Verhältnisse bekannt gewesen, so hätten wir nicht verabsäumt, in dieser interessanten Gegend noch mehr Schweremessungen vorzunehmen. Da die Apparate jedoch nicht vollzählig zur Hand waren, so war es nicht möglich, nachträglich noch Stationen einzuschieben.

Während Glauning von allen Seiten Träger heranzuziehen bemüht war und die Karawane bis an den Unterlauf des Ssaissi in der Rukwa-Steppe vorschob, machte ich einen Umweg über das Plateau von Unika, um mit dem Dreiecksnetz der Grenzregulierung Fühlung zu gewinnen und meiner Triangulation, die für die Kartographie des ganzen Gebiets zwischen Njassa und Rukwa und des Rukwa-Grabens die Grundlagen zu schaffen hatte, dadurch einen zweiten Stützpunkt zu geben.

Die Triangulation sollte dann abgeschlossen und die geographischen Koordinaten der Pendel-Stationen und sonstiger für die Routenkonstruktion wichtiger Punkte astronomisch festgelegt werden. Für den dazu nötigen Zeittransport war durch die 4 Taschenuhren von A. Lange u. Söhne gesorgt, deren Stände in Langenburg und Utengule ermittelt waren, und die regelmäßig täglich mit einander verglichen wurden. Leider habe ich am Abend des 21. Juli auf der Missions-Station Mbosi infolge der angeregten Gespräche mit Herrn und Frau Bachmann von der Herrnhuter Brüdergemeinde vergessen, diese Uhren aufzuziehen. Meine Jungen, denen ich unter Androhung strenger Bestrafung eingeschärft hatte, mich täglich an die Uhren zu erinnern, hatten es trotzdem nicht

1) S. Tafel I. Dieser Teil der Expedition ist etwas ausführlicher geschildert in dem Vortrage „Die kartographischen und geophysischen Arbeiten der Pendel-Expedition der Königl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen in Deutsch-Ostafrika.“ Verhandlungen des XIII. Deutschen Geographentages zu Breslau 1901. S. 133 u. f. Berlin 1901. Vergl. auch die Berichte von Glauning in den Mittheilungen a. d. Deutschen Schutzgebieten Bd. XII S. 228 u. f. 1899 u. Bd. XIII S. 22 u. f. und S. 26 u. f. 1900.

Die Schreibweise Tanganika ist phonetisch richtiger. Ich habe das „j“ indessen dem allgemeinen Gebrauche gemäß beibehalten.

gewagt, zu diesem Zweck in das ihnen fremde Missionshaus zu kommen. Daher beruht der Zeittransport an den Tagen vom 17. bis 22. Juli nur auf meiner dem täglichen Gebrauch dienenden, weniger zuverlässigen Taschenuhr Schnoor, die am 17. und 22. Juli mit den 4 Lange-Uhren verglichen ist. Um ähnlichen Vorkommnissen in Zukunft vorzubeugen, traf ich die Einrichtung, zwei der Uhren abends und die anderen beiden morgens aufzuziehen, sodaß, wenn auch einmal das Aufziehen vergessen werden sollte, doch nur zwei von den Uhren stehen blieben, und die andern beiden die Kontinuität des Zeittransports aufrecht erhielten. Dank dieser Maßregel, die ich allen Reisenden nur auf das angelegentlichste empfehlen kann, und unter Heranziehung der Taschenuhr Schnoor für die Zeit vom 17. bis 22. Juli hat die Zeitübertragung der Pendel-Expedition von der Anfangs-Zeitbestimmung in Langenburg am 30. Mai 1899 bis zur Schluß-Zeitbestimmung in Pangani am 6. Mai 1900 keine Unterbrechung erlitten.

Da ich mich nicht allein auf die Uhr von Schnoor verlassen wollte, so setzte ich nach diesem Vorkommnis die Triangulation, die ich längs des Rukwa-Grabens ohne großen Zeitverlust während des Vormarsches ausführen konnte, noch weiter fort und schloß die beiden nächsten Pendel-Stationen Kamsamba und Kwera-See ebenfalls an das Netz der Grenztriangulation an, wobei auch die meisten der auffallenderen Bergkuppen der beiden Ränder des Rukwa-Grabens bis etwa in die Höhe der Missions-Station Ssimba mit festgelegt wurden.

Kamsamba ist die Pendel-Station für den Rukwa-Graben, sie liegt nicht in der Mitte, sondern näher an den südlichen Steilrand heran, weil ursprünglich wegen der Breite des Grabens zwei Stationen, eine südliche und eine nördliche, geplant waren. Die letztere kam aber nicht zu Stande, da infolge eines Mißverständnisses und wegen des Mangels einer zuverlässigen Karte der mit den Pendellasten vorausgeschickte schwarze Feldwebel bis dicht an den Fuß des nördlichen Steilrandes herangegangen war, wo mir eine Schweremessung von geringem Interesse zu sein schien. Da wir andrerseits der vorgerückten Zeit halber — unsere Hauptaufgabe lag ja im Norden der Kolonie — auch nicht wieder in die Rukwa zurückgehen wollten, so blieb es bei der einen Grabenstation Kamsamba. Jetzt, wo der Rukwa-See unerwarteter Weise wieder seine alte Ausdehnung angenommen hat, bedauere ich es besonders lebhaft, nicht auf dem damals zugänglichen Seeboden gependelt zu haben.

Die beiden zu der Grabenstation gehörenden Plateaustationen sind Kwera-See und Ndjilla[1]) beim Dorfe Wombwes. Sie konnten beide nicht in genügender Entfernung von den Grabenrändern angelegt werden, wie ich gewünscht hatte, weil die eingeborenen Träger sich immer nur für kurze Zeit und kleine Strecken anwerben ließen. Wären wir weitergegangen, so hätten wieder neue Leute gesucht werden müssen, wodurch Aufenthalte von mehreren Tagen entstanden wären. Die Expedition litt in dieser ersten Periode fortdauernd unter dem Mangel von fest engagiertem Personal.

1) Auch Kila geschrieben.

Auf dem Weitermarsch von Ndjilla konnte ich die beiden Orte Pankolo in der Landschaft Ssongessi auf dem nördlichen Grabenrand und Mssjia in Unter-Ufipa am Fuß des südlichen Steilabsturzes astronomisch festlegen und die erdmagnetischen Elemente daselbst bestimmen.

Die nächsten Pendel-Stationen galten dem Tanganjika-Graben und zwar Isimia beim Dorfe Gasunga in der Gemarkung Isimia in Ober-Ufipa als Plateaustation und Bismarckburg, unmittelbar am Seeufer gelegen, als Grabenstation. Dieser Ort trägt infolge der Sucht nach europäischer Namengebung glücklich drei Namen. Die Eingeborenen nennen ihn Kassanga, Herr Schloifer hat ihn Wißmannhafen getauft und der damalige Gouverneur Herr von Liebert schließlich Bismarckburg. Die Station, in der auch die Schweremessungen vorgenommen worden sind, lag damals nicht auf dem vorspringenden Kap, wohin sie nach den neuesten Karten[1]) jetzt verlegt worden ist, sondern auf einer Terrasse im Hintergrunde der Bucht mitten zwischen den beiden Bächen Kawa und Musi. Es wäre wohl günstiger gewesen, näher dem Graben, also auf einem Vorgebirge, zu pendeln; indessen wollten wir die Kaiserliche Station wegen der Unterstützung und Hilfe, die sie uns dabei gewährte, nicht verlassen.

Da es ausgeschlossen war, daß wir genügend Träger zu einem Marsch nach Udjidji längs des Tanganjika-Ufers hätten bekommen können, so waren wir auf den Wasserweg angewiesen, und Glauning ersuchte deshalb das Schloifersche Dampferunternehmen um mietweise Ueberlassung seiner großen Dau, da dies das einzige in erreichbarer Nähe befindliche Fahrzeug war, das zum Transport aller Lasten der Expedition ausreichte. Herr Wächter, der stellvertretende Leiter des Unternehmens, kam diesem Wunsche in bereitwilligster Weise nach, und so konnten wir am 18. September zu einem Abstecher nach dem kongostaatlichen Ufer des Sees aufbrechen, um auch an seiner Westseite die Schwerkraft zu messen.

Mit der tatkräftigen Unterstützung des Distriktschefs von Moliro, des schwedischen Leutnants Stålhandske, gelang es in kurzer Zeit die Grabenstation Moliro und die Plateaustation Kakoma zu erledigen, sodaß der südliche Tanganjika mit einer Reihe von 4 Stationen überquert ist. Die Unmöglichkeit, Träger für eine größere Strecke zu bekommen, zwang uns auch hier mit der Plateaustation näher am Steilrand zu bleiben, als es für die Sache selbst wünschenswert war.

In Moliro wechselten auch die Sanitäts-Unteroffiziere der Expedition, da Zimmermann hier zu uns stieß und Rieske ablöste, der zur Küste zurückkehrte.

Der erste Teil der sich anschließenden Fahrt nach Norden ging nur sehr langsam von statten infolge ungünstiger Winde, sodaß vielfach gerudert werden mußte, und wir für die Strecke von Bismarckburg bis Kassanga in Ukawende, etwas nördlich von Karema, 6 Tage gebrauchten, was einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 0.9 Sm (1.7 km) in der Stunde entspricht. Hier wurden wir durch die Strandung der Dau infolge eines Weststurms zu einem unfreiwilligen Auf-

1) Karte der Gebiete am südlichen Tanganjika- und Rukwa-See von P. Sprigade. Mitteilungen a. d. D. Schutzgebieten. Bd. XVII Karte 2 S. 106. 1904.

enthalt genötigt, den ich zur astronomischen Fixierung des Ortes und zu magnetischen Beobachtungen ausnützte.

Träger anzuwerben mißlang; die Dau wurde daher ausgebessert und die Fahrt trotz ihrer Gefährlichkeit fortgesetzt. Wir hatten jetzt aber mehr Glück und kamen in 39 Stunden d. h. mit einer Durchschnittsfahrt von 3 Sm (5.6 km) nach Udjidji [1]).

Die ursprünglich geplanten Pendel-Stationen auf dem Westufer gegenüber von Udjidji wurden aufgegeben, um die Pendellasten nicht nochmals den Gefahren einer Daufahrt auszusetzen, und so begnügten wir uns mit einer Schweremessung auf dem weit in den See vorspringenden Kap Bangwe und der sorgfältigen Feststellung der geographischen Koordinaten der Kaiserlichen Station Udjidji.

Das von Ramsay nach Udjidji gebrachte Quecksilber-Barometer fanden wir in unbrauchbarem Zustande vor. Es war auf nicht völlig aufgeklärte Weise Luft in das Barometerrohr gekommen. Ich brachte das Instrument so gut, als dies bei dem Mangel geeigneter Hilfsmittel möglich war, wieder in Ordnung, obwohl keiner der auf der Station befindlichen Herren geneigt war, die seit Ramsays Weggang unterbliebenen meteorologischen Beobachtungen wieder aufzunehmen. Es sind auch tatsächlich keine mehr angestellt worden, sodaß diese Basisstation, auf die man bei Aussendung der Expedition gerechnet hatte, ebenso wie Langenburg wegfällt.

4. Vom Tanganjika zur Küste und Heimkehr [2]).

Die Hoffnung, in Udjidji die nötige Anzahl sich bis Tabora verpflichtender Träger zu bekommen, erfüllte sich, wenn auch nicht ohne Schwierigkeiten, da infolge der Sperrung des Kongostaats für den deutschen Handel Udjidji von seiner Bedeutung als Handelsplatz und Ausgangspunkt der Karawanenstraße nach der Küste viel eingebüßt hat. Die dadurch erzielte Beseitigung der dauernden Trägernot wurde auf dem Weitermarsch sehr angenehm empfunden.

Eine weitere Veränderung erfuhr die Expedition durch die Abgabe des größten Teils des Begleit-Kommandos an die Besatzungen von Bismarckburg und Udjidji. Es verblieben uns nur noch 12 Mann, eine Truppe, die für die Sicherung und Ordnung der großen Karawane nicht ausreichte, wie wir späterhin zu unserem Leidwesen nur allzu oft erfahren sollten.

Der Marsch bis Tabora ging glatt von statten, obwohl die Regenzeit bereits eingesetzt hatte. Sie war aber in diesem Jahre unbedeutend und verursachte nur durch die Bedeckung des nächtlichen Himmels einige unnötige Aufenthalte.

1) In dem Namen der Landschaft, nach der die Station genannt ist, ist ein „d“ nicht zu hören, sodaß die phonetisch richtige Schreibweise Ujiji ist. Der Einheitlichkeit halber ist jedoch die amtliche Schreibweise Udjidji beibehalten worden.

2) Siehe Tafel I und die etwas ausführlichere Darstellung in meinem Vortrag: „Die kartographischen und geophysischen Arbeiten der Pendel-Expedition der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen in Deutsch-Ostafrika“, Verhandlungen des XIII. Deutschen Geographentages zu Breslau 1901. S. 133 u. f. Berlin 1901.

Vgl. auch die Berichte von Glauning in „Mittheilungen a. d. Deutschen Schutzgebieten“, Bd. XIII S. 28 u. f. und S. 132 u. f. 1900.

Schweremessungen wurden an vier Stellen: im Dorfe Kondsi im Lande des Häuptlings Mtau, in der Landschaft Ugaga am mittleren Mlagarassi, im Dorfe Massonsso und in Tabora selbst vorgenommen. Diese Pendel-Stationen, sowie die sich anschließende in der Landschaft Tambarale in dem von Baumann zerstörten und jetzt verlassenen Dorfe Ivolero des Häuptlings Muana Tombolo liegen auf dem großen Schiefer- und Gneißplateau von Uniamwesi und sind daher weniger dicht beieinander angelegt, als die Stationen in der Nähe von Gräben oder Steilrändern.

Das Quecksilber-Barometer in Tabora, dessen Ablesungen der Sanitäts-Unteroffizier Ziegelmeyer besorgte, wurde ebenso wie die Barometer von Langenburg und Udjidji mit Hilfe der Siedethermometer der Expedition kontrolliert. Infolge seiner zentralen Lage auf dem inner-afrikanischen Hochplateau und, weil neben dem Quecksilber-Barometer auch ein Barograph sich daselbst befand, versprach Tabora die wichtigste Basisstation für die Höhenbeobachtungen der Expedition zu werden. Die Beobachtungen aus dem Dezember 1899, die während und nach unserer Anwesenheit in Tabora gemacht worden sind, sind jedoch ebenso, wie die ganze Sendung meteorologischer Beobachtungen, der sie angehörten, zwischen Daressalam und Berlin verloren gegangen, und im Anfang des Jahres 1900 scheinen die Ablesungen eingestellt worden zu sein, wenigstens ist kein für die Expedition zu verwendendes Material nach November 1899 eingegangen. Tabora kommt daher nur bis zu diesem Zeitpunkte als Basisstation in Betracht, für den übrigen Teil des Marsches auf dem ostafrikanischen Hochplateau fällt sie ebenso aus, wie die anderen Stationen, die man bei Aussendung der Expedition in Rücksicht gezogen hatte. So hat über den für die Berechnung der Schwere so wichtigen Höhenbestimmungen dauernd ein Unstern gewaltet.

Der Aufenthalt in Tabora erstreckte sich vom 21. November bis zum 10. Dezember; länger, als wir beabsichtigt hatten, weil erst Glauning, dann ich an heftigen Fieberanfällen erkrankten.

Für den Weitermarsch war es nicht möglich, in der großen Handelszentrale Tabora eine genügende Anzahl Träger zu bekommen, einmal weil unser Weg nicht direkt zur Küste führen, sondern einen großen Bogen nach Norden machen sollte, um die von der Denkschrift vorgesehenen Pendelbeobachtungen in der Nähe des Natron-Sees zu ermöglichen und zum andern, weil wir im Beginn der Regenzeit waren, wo die Leute ihre Aecker bestellten. So begannen die Transportschwierigkeiten, die die gute Laune und die geistige Spannkraft der Europäer besonders stark zu beeinträchtigen geeignet sind, von neuem. Durch Zusammenlegen kleinerer Lasten zu einer größeren, Anwerben von Aushilfsträgern von Ort zu Ort, solange wir noch in bewohnten Gebieten waren und Heranziehen unserer Reittiere zum Lastentragen verstand Glauning es, diese Kalamität schließlich doch siegreich zu überwinden.

Die auf Tambarale folgenden Pendel-Stationen, Wembäre-Steppe auf einem kleinen Sandhügel inmitten der überschwemmten Niederung und Ipuani im Dorfe des Häuptlings Kimarangombe in Iramba, galten dem Wembäre-Graben, während

die nächsten den Niarasa-Graben und den großen ostafrikanischen Bruch überqueren. Es sind dies Dönjo Ndorobbo am Fuße des gleichnamigen, von Baumann Lmagro genannten Vulkans, des westlichsten einer Reihe von erloschenen Vulkanen, die sich zwischen Niarasa-Graben und Ngorongoro bis zum großen ostafrikanischen Bruch hinziehen, Niarasa, auf der Grabensohle am Nordrande des früheren Ejassi-Sees, Umburru, in der Gemarkung Uasi auf dem hohen und stark zerklüfteten Gebirgszwickel, der zwischen Niarasa und ostafrikanischem Bruch stehen geblieben ist, und endlich Umbugwe bei der Tembe des Häuptlings Mtakeiko, am Fuße des großen Steilrandes auf früherem Boden des Manjara-Sees [1]). Zur Auspendelung des Hohenlohe-Grabens, der von dieser Linie ebenfalls geschnitten wird, reichte die Zeit nicht hin, da ein längeres Verweilen in diesen unbewohnten Gebieten durch das Ausgehen des für die Träger mitgenommenen Proviants unmöglich wurde.

Der Weg der Expedition wandte sich dann nach Norden am großen ostafrikanischen Bruch entlang, wobei ein Ruhetag in Ngaruka zu magnetischen Beobachtungen verwandt wurde. Auch der Pendelapparat war aufgestellt und alles zu einer Schweremessung vorbereitet worden, jedoch dauernd bedeckter Himmel verhinderte ihre Ausführung. Wir zogen daher unverrichteter Sache weiter, um den Bruch, der hier stellenweise schon den Charakter eines ausgebildeten Grabens bekommt, nördlich vom Natron-See [2]) nochmals mittels einer Reihe von Pendel-Stationen zu überqueren. Es sind dies die Stationen Ssurǽ auf der Hochebene der Ndassekera, Guasso njirǒ [3]) an dem gleichnamigen Fluß auf der Grabensohle nördlich von der Vulkanruine Schombole und Matabatū auf dem gleichnamigen Gebirge.

Unsere ursprüngliche Absicht war gewesen, danach wieder am Bruchrand nach Umbugwe und von dort durch die Steppe nach Aruscha und dem Kilimandjaro zu marschieren, um möglichst in bewohnten Gegenden zu bleiben, wo für die Träger Proviant zu finden war. Glücklicherweise waren wir jedoch durch einen Brief von Hauptmann Johannes, der uns in Umbugwe vorgelegt wurde, rechtzeitig vor dem Besuche Aruschas [4]) gewarnt worden. Es war darin gesagt, daß die Waruscha nach dem mißlungenen Angriff auf die Station Moschi noch im Aufstande seien und jede nach Aruscha kommende Karawane überfallen würden, um Gewehre zu erbeuten. Da wir es mit unserem Bedeckungs-Kommando von 12 Mann nicht wagen konnten, uns in einen Kampf mit diesem kühnen Volksstamm einzulassen, so waren wir genötigt, den Weg vom Natron-See zum Kilimandjaro durch die wasserarme und völlig menschenleere Steppe nördlich des Meru zu nehmen.

1) Ich behalte diesen von den Küstenleuten gebrauchten Namen für den See bei statt des richtigeren, bereits von Baumann und Werther festgestellten Namens Laua ja Muēri der Wambugwe, weil er bereits allgemein eingebürgert ist.

2) Nach Glauning nennen die Massai den See Lógoda oder Lóvoda.

3) Auf deutsch: Das graue Wasser.

4) Die Station in Aruscha existierte damals noch nicht. Sie wurde erst infolge dieses Aufstandes eingerichtet.

Trotzdem Glauning in Ssonjo so viel Proviant, als den Leuten außer ihren Lasten noch aufgepackt werden konnte, gekauft hatte, und trotzdem wir die Strecke in Gewaltmärschen von 8 bis 10 Stunden möglichst schnell zu überwinden suchten, hatte die Karawane sehr unter Nahrungsmangel zu leiden. Die Sorge, mit der uns die Wasserarmut des Gebiets von vornherein erfüllte, wuchs, als am Morgen des dritten Tages nach Aufbruch vom Guasso njirŏ die als Führer angeworbenen Wandorobbo, die allein die wenigen Wasserstellen in dem zu durchziehenden Lande kannten, verschwunden waren. Hier rächte sich die geringe Zahl der Begleit-Mannschaften, die das Gouvernement der Expedition belassen hatte, da die Soldaten nach den großen Anstrengungen, die am Tage von ihnen verlangt wurden, zu einer genügenden Bewachung bei Nacht nicht ausreichten. Glücklicherweise war unsere Sorge grundlos, da die Regenzeit im Jahre 1900 in diesen Gebieten gerade einsetzte, und wir daher überall genügend Wasser antrafen.

Die Strapazen waren trotzdem für die Träger derart, daß wir eine große Anzahl von Kranken hatten, die sich mühsam und ohne Last hinter der Karawane herschleppten, und von denen einige unterwegs eingingen. Außerdem kamen selbst noch in der Wildnis, wo weit und breit keine Ansiedelungen zu finden waren, viele Desertionen vor, namentlich unter denjenigen, die die schweren und unbequemen Lasten der Pendelapparate und Uhren zu tragen hatten. Bei der Zahl von 12 Soldaten und der Größe der Karawane war eben nur eine sehr teilweise Ueberwachung der Träger möglich. Obgleich die Lasten so weit als angängig reduziert und einige nicht unbedingt notwendige Gegenstände zurückgelassen wurden, und die Proviantlasten infolge des Verbrauchs von Tag zu Tag abnahmen, und obgleich unsere Reittiere, ein Trupp von 4 Iramba-Eseln und schließlich die stärksten Stiere unserer Schlachtvieh-Heerde mit zum Lastentragen verwendet wurden, war infolge des Ausfalls von Trägern am Ende doch nicht mehr alles fortzubringen. Zimmermann, der am Schluß der Karawane marschierte, fand fast täglich einige Lasten von weggelaufenen Leuten einsam und verlassen am Wege stehen, während von den Leuten selbst keine Spur mehr zu entdecken war. Nach Ankunft im Lager mußten dann die kräftigsten Träger unter Aufsicht mehrerer Askari, oft viele Stunden weit, wieder zurückgeschickt werden, um die zurückgebliebenen Lasten nachzuholen. Zweimal kam es auch vor, daß Instrumentenkisten abseits vom Wege niedergestellt und verlassen wurden, sodaß ihr Fehlen erst am Abend beim Appell bemerkt wurde; es blieb in diesen Fällen nichts anderes übrig, als am folgenden Tage die Gebüsche zu beiden Seiten des zurückgelegten Weges nach den fehlenden Lasten absuchen zu lassen. Die Expedition wurde dadurch zu sehr unerwünschten Rasttagen gezwungen, die den Leuten keine Ruhe brachten und auch nicht zum Pendeln verwendet werden konnten, weil einige notwendige Apparate fehlten.

Auf der letzten Strecke vor Moschi war die Karawane auf mehrere Tagemärsche auseinandergezogen und erst acht Tage nach unserer Ankunft kamen die letzten, von zurückgeschickten Leuten nachgeholten Lasten hier an. Es ist bemerkenswert, daß trotz der vollständigen Auflösung von Ordnung und Kara-

wanendisziplin und dem tagelangen Liegenbleiben unbeaufsichtigter Lasten während dieses letzten Teils des wegelosen Marsches durch Busch und Steppe nur zwei Lasten, davon allerdings eine sehr wertvolle mit ethnographischen Sammlungen aus Ssonjo, verloren gegangen sind.

Von den 160 Trägern, mit denen wir von Tabora ausgezogen waren, kamen nur etwa 70 in Moschi an.

Hätten wir nicht eine kleine Heerde Schlachtvieh mit uns geführt, und wäre uns nicht der Wildreichtum der Gegend zu Hilfe gekommen, die es erlaubten, die Rationen vegetabilischer Nahrung auf ein Minimalmaß herabzusetzen, so wäre die Expedition bei diesem 21-tägigen Marsche durch menschenleeres Gebiet elend zu Grunde gegangen.

Außer den schon namhaft gemachten Pendel-Stationen konnte dabei nur noch die Station Ssigirari in der breiten Mulde, die den Kilimandjaro im Westen und Süden umgibt, gelegen und schließlich Moschi auf den Ausläufern des Sockels des gewaltigen Berges selbst angelegt werden.

Die nächsten Stationen Dönjo Benne am Südostfuß des gleichnamigen Berges, Rufu an dem in seinem Oberlauf diesen Namen tragenden Pangani-Fluß und Madji ja njuu am Fuße des östlichen Bruchrandes des Pare-Gebirges nahmen die Linie der Pendel-Stationen Umburru und Umbugwe wieder auf und galten dem Pangani-Graben und dem Pare-Bruch. Auf das zwischen beiden liegende Pare-Gebirge kletterten wir der fortgeschrittenen Zeit halber nicht hinauf, sodaß auf seinem nur schmalen Plateau die Schwere nicht gemessen wurde.

Die nächsten Pendelbeobachtungen fanden in Kihuiro im Mkomasi-Graben und in Wilhelmstal auf dem Horste von West-Usambara statt. Eigentlich hatten wir mehr im Zentrum dieses Bergstocks, etwa in Kwei beobachten wollen, aber die Gefahr dauernd bewölkten Himmels, die uns nach Aussage des Herrn Oekonomierates Eick daselbst drohte, vertrieb uns nach dem etwas tiefer gelegenen Wilhelmstal. Die letzte Schwerestation im Innern ist Kwamkoro im südlichen, breitesten Teile von Ost-Usambara, an die sich noch die Küstenstation Pangani anschließt, wo die Expedition am 3. Mai 1900 eingetroffen war.

Der Marsch von Moschi bis zur Küste war glatt und ohne Schwierigkeiten durch Träger oder Verpflegungsmangel verlaufen, sodaß wir auf dieser Strecke die Pendel-Stationen enger als vorher legen konnten. Außerdem wurden unterwegs die beiden Orte Kissuani in Pare und Bagamojo in Bondeï durch astronomische Beobachtungen festgelegt und die magnetische Deklination daselbst und in Tanga gemessen.

Die notwendigen Anschlußbeobachtungen zur Feststellung der Veränderungen der Pendel, die diese während der zweijährigen Expedition wahrscheinlich erlitten hatten, wurden in Daressalam vom 17. bis 22. Mai an derselben Stelle, an der wir bei der Ausreise gependelt hatten, vorgenommen. Die magnetischen Anschlußbeobachtungen fielen dagegen aus, weil bei der Ausreise in Daressalam nicht hatte beobachtet werden können, und weil mich ein heftiger Fieberanfall längere Zeit im Lazaret festhielt. Am 31. Mai 1900 wurde die Ostafrikanische Pendel-Expedition der Königl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen auf-

gelöst. Sie hatte 17 Monate gedauert und von Langenburg bis Daressalam in der Luftlinie einen Weg von rund 3600 km zurückgelegt.

Damit war für mich die Beobachtungstätigkeit jedoch noch nicht beendet, da noch die Anschlußmessungen im Geodätischen Institut in Potsdam, das für die relativen Schwerebestimmungen als Basisstation diente, auszuführen waren. Ich erledigte sie in den Tagen vom 18. bis 22. August 1900. Die magnetischen Anschlußbeobachtungen wurden mir in dankenswerter Weise zum größten Teile von Herren des Erdmagnetischen Instituts abgenommen, von denen ich besonders den inzwischen leider allzu früh verstorbenen Professor Edler und Herrn Såland erwähnen möchte. Die außerdem noch notwendigen Schlußprüfungen einiger kleinerer Apparate wurden im Laufe der folgenden Monate teils von mir teils von der Physikalisch-technischen Reichs-Anstalt ausgeführt.

5. Die allgemeine Ausführung der der Expedition aufgetragenen Arbeiten[1]), ihre Kosten und die Bearbeitung der Ergebnisse.

Wie schon in der Einleitung ausgeführt ist, bestanden die Aufgaben der Expedition in Schweremessungen und möglichst genauen Höhenbestimmungen der Schwerestationen, sowie der genauen Festlegung der geographischen Lage einer Reihe von Anhaltspunkten für die vorhandenen und ferneren Routenaufnahmen und schließlich in Beobachtungen der erdmagnetischen Elemente in dem durchzogenen Gebiete.

Im vorhergehenden sind die Orte aufgezählt, an denen Schweremessungen gemacht worden sind. Sie kamen ebenfalls als Fixpunkte für die Kartographie in erster Linie in Betracht, da die astronomischen Instrumente einmal aufgestellt waren, und Zeit und Breite sowieso für die Pendel-Beobachtungen bestimmt werden mußten. Es waren daher nur noch die absoluten Längen dieser Orte mit Hilfe von Mondzenitdistanzen und Sternbedeckungen zu ermitteln, sobald der Mond sichtbar war.

Für die Orte, an denen wir in den Tagen um Neumond beobachteten, wurden die Längen durch Zeitübertragung mittels der 4 Langeschen Taschenuhren gefunden. Die häufige Kontrolle dieser Uhren durch absolute Methoden ist, wie die Berechnung gezeigt hat, sehr notwendig gewesen; sie hat aber auch ausgereicht, sodaß die Genauigkeit der durch die Zeitübertragung gewonnenen Längen derjenigen der absoluten nicht nachsteht. Die erreichte Genauigkeit ist im Durchschnitt $\pm 1.3^s = \pm 600$ m in Länge und $\pm 0.8'' = \pm 25$ m in Breite. Sie wäre wesentlich größer geworden, wenn wir auf den einzelnen Stationen uns länger hätten aufhalten und unsere Arbeiten in Ruhe hätten erledigen können, wie es wissenschaftliche Expeditionen sonst zu tun pflegen. Für die Kartographie dürften diese Anhaltspunkte aber immerhin genau genug sein, zumal da die Fehler,

1) Siehe auch meinen Bericht in „Mittheilungen a. d. Deutschen Schutzgebieten“ Bd. XIII S. 31 u. f. 1900.

die durch Lotstörungen hervorgebracht werden, und die in den astronomischen Bestimmungen stets mit enthalten sind, stellenweise sicher viel größere Beträge erreichen Auf der Karte von Deutsch-Ostafrika in 1:300000 ist die oben angegebene Unsicherheit in Breite unmerklich, in Länge kommt sie auf ± 2 mm, ist also noch sehr wohl meßbar. Trotzdem müssen aber dem Routenmaterial gegenüber die von uns bestimmten Orte als unverrückbare Fixpunkte gelten und für die durchzogenen Gegenden die Grundlage der Karte von Deutsch-Ostafrika bilden, da keine Expedition vor uns dieselbe Genauigkeit erreicht hat, und wohl auch sobald keine zweite mit ebensolchen oder besseren Hilfsmitteln in dieselben Gebiete geschickt werden dürfte.

In den Gebieten am Nordende des Njassa ist, wie schon erwähnt, nicht durch astronomische Beobachtungen, sondern durch eine von der Expedition durchgeführte flüchtige Triangulation die kartographische Aufgabe gelöst worden.

Wenn man die Reihe der Pendel-Stationen, die nach dem vorstehenden auch geographische Anhaltspunkte sind, überschaut, so fällt auf, daß sie mit wenigen Ausnahmen sowohl abseits der Hauptorte als auch abseits der Hauptstraßen liegen. Es kommt dies daher, daß wir uns bei ihrer Auswahl hauptsächlich nach den tektonischen Verhältnissen zu richten hatten. Um sie trotzdem aber auch für die Verbesserung der in ihrer Nachbarschaft vorbeiführenden Routen heranziehen zu können, haben wir beide, Glauning und ich, ganz unabhängig von einander unseren Weg zwischen den Pendel-Stationen mit möglichster Sorgfalt mit Uhr und Kompaß aufgenommen. Dabei wurde auf öfters wiederholte Ermittelungen der Marschgeschwindigkeit besonderer Wert gelegt, um die Entfernungen möglichst sicher zu bestimmen, und ich darf deshalb wohl behaupten, daß alle von uns berührten Punkte derart zuverlässig festgelegt sind, daß sie für andere Routen als Festpunkte gelten können.

Die durch direkte Beobachtungen bestimmten Punkte wurden entweder an ein festes dauerndes Bauwerk, Umfassungsmauern oder Gebäude der Kaiserlichen Stationen angeschlossen, oder sie wurden durch einen behauenen Pfahl, der mit einer 1—2 m hohen Stein- oder Erdpyramide umgeben wurde, vermarkt. Von diesen Vermarkungen dürfte indessen nur den Steinhaufen eine längere Existenz beschieden sein, sodaß spätere Reisende nur an sie ihre Routen anknüpfen können.

Als ich nach meiner Rückkehr die Bilder der gewaltigen Hügel sah, die Herr Lemaire[1]) zur Bezeichnung seiner viel weniger genau bestimmten Beobachtungspunkte hat aufschütten lassen, habe ich lebhaft bedauert, die Kenntlichmachung unserer Festpunkte nicht in ebenso auffallender und sicherer Weise durchgeführt zu haben. Etwas größer wären unsere Vermarkungen trotzdem ausgefallen, wenn Glauning nicht den kurzen Aufenthalt auf den Pendel-Stationen — häufig nur ein Tag — den Trägern als Ruhetag hätte erhalten wollen und sie nur höchst ungern zum Herbeischleppen von Steinen abkommandiert hätte.

1) Lemaire Ch., Mission scientifique du Ka-Tanga. Publications de l'État indépendant du Congo. Heft 1, Titelbild und S. 20, 21 und 22.

Vom Standpunkt des Expeditionsleiters hatte er bei den großen Ansprüchen, die an Ausdauer und Leistungsfähigkeit der Leute gestellt wurden, übrigens vollkommen recht.

Zum Zwecke der Bestimmung der Seehöhe der Pendel-Stationen, die deshalb von besonderer Wichtigkeit ist, weil ein Höhenfehler einen doppelt so großen Fehler in der aus Pendel-Beobachtungen gefundenen Dicke der störenden Schicht hervorruft, wurden wenigstens dreimal auf jeder Station die meteorologischen Elemente ermittelt und zwar, so weit es die anderen Arbeiten erlaubten, an den Terminstunden 7 a, 2 p und 9 p. Von den meisten Stationen liegen aber mehr Beobachtungen vor. Der Luftdruck wurde durch vier Siedethermometer von Fueß, über die die Expedition verfügte, Temperatur und Dunstdruck mit Hilfe von trockenem und feuchtem Schleuderthermometer ermittelt. Ueber den Ausfall der Basisstationen im Innern, auf die wir gerechnet hatten, ist bereits oben das nötige gesagt worden. Trotzdem glaube ich durch eine eingehende Diskussion der beim barometrischen Nivellement in Ost-Afrika auftretenden Fehler unsere Höhenbestimmungen auf eine Genauigkeit von etwa ± 5 m gebracht zu haben, wozu allerdings noch nicht bestimmbare, systematische Fehler von ungefähr ± 10 m treten mögen.

Die erdmagnetischen Elemente wurden auf allen Pendel-Stationen und noch einigen Zwischenpunkten bestimmt und außerdem eine ganze Reihe von Messungen der magnetischen Deklination mit Hilfe des magnetischen Theodolits oder auch nur mit Hilfe des einfachen Sprengerschen Routenkompasses ausgeführt, der sich trotz der gegenteiligen Behauptung Werthers [1]) ganz gut dazu eignet, natürlich innerhalb einer mäßigen Genauigkeitsgrenze. Auf den Stationen Ugaga und Massonsso wurde zur Bestimmung der täglichen Variation der Stand der Deklinationsnadel während eines ganzen Tages in Zwischenräumen von 2 oder 3 Stunden abgelesen. Ebenso wurden in Umbugwe die Schwingungen des Ablenkungsmagneten zur Ableitung des täglichen Ganges der Horizontal-Intensität beobachtet. Diese letztere Bestimmung scheiterte jedoch an der Unvollkommenheit der Methode.

Schon auf der ersten Pendel-Station Daressalam hatte ich die Ueberzeugung gewonnen, daß die Halbsekunden-Pendeluhr von Straßer und Rohde, die die Sekundenkontakte für die Pendel-Beobachtungen lieferte, sehr wenig zuverlässig sei. Aus diesem Grunde wurde es notwendig, daß wir die große Anstrengung auf uns nahmen, die ganze Zwischenzeit zwischen zwei Zeitbestimmungen ununterbrochen durchzupendeln. Diese Zeit betrug in der Regel 24 Stunden von Abend zu Abend, wurde aber manchmal auf 14 bis 15 Stunden herabgesetzt, wenn die Anfangs-Zeitbestimmung infolge trüben Wetters nicht am Abend, sondern erst morgens zwischen 4 und 5 Uhr vorgenommen werden konnte. Dafür dehnte sich auf anderen Stationen die ununterbrochene Pendelei bis zu 48 Stunden aus,

1) W. Werther. Die mittleren Hochländer des nördlichen Deutsch-Ost-Afrika. Wissenschaftliche Ergebnisse der Irangi-Expedition 1896—1897 nebst kurzer Reisebeschreibung. Berlin 1898. S. 91.

weil die Schluß-Zeitbestimmung durch bedeckten Himmel soweit hinausgeschoben wurde. Nur auf der Station Dönjo Ndorobbo vermochten wir nicht die ganze Zeit über bei den Pendeln auszuhalten, da die beiden Zeitbestimmungen um 85 Stunden auseinanderliegen. Wir haben dadurch aber die Genugtuung erlangt, daß unsere Schweremessungen so genau geworden sind, als es bei den schnellen und starken Temperaturwechseln im Innern Afrikas und der geringen Festigkeit des Bockes, auf dem der Pendelapparat aufgestellt wurde, möglich war. Diese beiden Fehler haben es aber leider verschuldet, daß die unseren Beobachtungen anhaftende Ungenauigkeit größere Beträge erreicht, als man bei den in Europa ausgeführten Messungen jetzt zu sehen gewohnt ist.

Die Anzahl der von uns erledigten Pendel-Stationen ist 36, während die Erdschwere nur an 35 Punkten bestimmt wurde, da Daressalam Doppelstation ist.

Der Gang der Arbeiten auf einer Station war im allgemeinen kurz folgender. Nach Ankunft im Lager wurden noch am selben Nachmittage die Apparate aufgestellt, wobei ich von dem Sanitäts-Unteroffizier kräftig unterstützt wurde. Nach Einbruch der Dunkelheit machte ich, wiederum mit dessen Beihilfe, die Anfangs-Zeitbestimmung, an die sich Breitenbestimmungen und, wenn es möglich war, Mondbeobachtungen zur absoluten Länge anschlossen. Währenddessen hatte Glauning mit dem Pendeln begonnen, und schon drei oder vier Pendel erledigt, wenn die astronomischen Arbeiten beendet waren, und ich ihn ablöste. Den zweiten Satz von vier Pendeln beobachtete ich dann während des zweiten Teils der Nacht, da Glauning den Mangel der Nachtruhe weniger gut vertrug. Am Vormittag und in den ersten Nachmittagsstunden bis zu Ende des dritten Satzes kam die Reihe wieder an Glauning, während ich die magnetischen Beobachtungen vornahm und mich etwas erholte. Der vierte Satz wurde schließlich von mir begonnen und von Glauning beendet, da unterdessen der Abend hereingebrochen war, und ich die Schluß-Zeitbestimmung und zuweilen noch Breitenbestimmungen und Mondbeobachtungen machen mußte. Darauf wurden die Instrumente teilweis noch am selben Abend, teilweis am nächsten Morgen in aller Frühe eingepackt, und fort gings wieder.

Wenn, wie es häufig vorkam, die astronomischen Bestimmungen viel Zeit beanspruchten, aus Gründen, die sogleich zu erörtern sein werden, so hatte ich bis zu 36 Stunden hintereinander mit nur geringen Unterbrechungen zu arbeiten und zu beobachten, während die vorhergehenden und nachfolgenden Tage Märsche von 6 bis 8 Stunden brachten. Diese in den Tropen direkt aufreibende Anstrengung war einer der Uebelstände der großen Eile, mit der die Expedition zu Ende geführt werden mußte. In den bewohnten Gegenden gönnten wir uns allerdings meist einen Ruhetag vor dem Pendeln, der zur Aufstellung der Apparate benutzt wurde.

Die astronomischen Beobachtungen wurden vielfach gestört und ungebührlich in die Länge gezogen durch wechselnde Bewölkung, Wind und den aufreibenden Kampf gegen die mangelhafte Beleuchtungsvorrichtung. Zuweilen trat auch eine

so starke Taubildung ein, daß die Taukappe gänzlich wirkungslos wurde, und das Objektiv in kurzer Zeit undurchsichtig war. Da wir durch unsere Instrumente darauf angewiesen waren, immer Sternpaare zu beobachten, so wurden derartige Störungen besonders unangenehm empfunden, denn wenn der zweite Stern nicht beobachtet werden konnte, weil im letzten Moment die Lampe versagte, oder eine Wolke den Stern bedeckte, so war auch der erste Stern des Paares und die zwischen den beiden Sterndurchgängen liegende Wartezeit verloren. Etwa ein Drittel aller Beobachtungen ist aus diesem Grunde unnütz gewesen. Andere Reisende haben sich dadurch geholfen, daß sie klare Nächte zum Beobachten abwarteten; wir mußten aber, um die Dauer der Reise so wenig, als möglich auszudehnen, jeden Stern, der hier oder da in einer Wolkenlücke sichtbar wurde, auszunützen trachten, obwohl die Beobachtungsmethode nach Sternpaaren hierzu die allerungeeignetste ist, da sie gleichzeitig Klarheit im Osten und Westen oder im Norden und Süden verlangt. Daher kam es auch, daß die astronomischen Beobachtungen, die an klaren Abenden etwa 2 Stunden in Anspruch nahmen, auf vielen Stationen sich von Einbruch der Dunkelheit bis 1 Uhr ja 3 Uhr hinzogen.

Auch eine Reihe von Reparaturen wurde nötig, die uns jedesmal aufhielten, weil ich mit mechanischen Arbeiten nur oberflächlich vertraut bin und nur das allernotwendigste Werkzeug zur Verfügung stand. Dabei leisteten mir die Sanitäts-Unteroffiziere gute Hilfe, obwohl sie den Mechaniker Lukas, der mit Rücksicht auf solche Fälle engagiert gewesen war, nicht zu ersetzen vermochten.

Schließlich ist noch der Schmutz zu erwähnen, dem die Instrumente ausgesetzt werden mußten. In der Trockenzeit lagerten sich im Laufe eines Tages dicke Schichten eines feinen Staubes darauf ab, der durch Oeffnungen und Fugen auch überall in das Innere eindrang, während sich in der Regenperiode in kurzer Zeit ein klebriger Beschlag auf Metallteilen und Gläsern bildete. Säubern und Putzen war daher an der Tagesordnung und mehrfach mußten Spinnweben und die Leichen kleiner Insekten aus verschiedenen Apparaten und selbst dem Innern von Fernrohren entfernt werden.

Es ist schon verschiedentlich die Eile erwähnt worden, mit der die Expedition ihre Arbeiten durchführen mußte. Ein Grund dafür war, daß Glauning die Kosten nicht allzu sehr wollte anwachsen lassen. Die in der Denkschrift als genügend bezeichnete Summe war nämlich sehr bald überschritten, einmal weil sie viel zu niedrig angesetzt war, und dann weil wir durch die Programmänderung, die Regenzeit und den Trägermangel länger als beabsichtigt im Süden des Schutzgebietes aufgehalten wurden und daher den eigentlichen Rückmarsch von Udjidji zur Küste erst sehr spät antreten konnten. Der zweite Grund lag darin, daß wir mit der großen Karawane die wasserarme und menschenleere Massai-Steppe, in der wir den größeren Teil des Rückmarsches auszuführen hatten, der Verpflegungsschwierigkeiten halber so schnell als möglich durchziehen mußten.

Natürlich hatte die Eile eine Reihe von Uebelständen im Gefolge, die auch auf die Resultate der Arbeiten ungünstig eingewirkt haben. Dahin gehört neben

der schon erwähnten Überanstrengung die Ungleichmäßigkeit in der Ausführung der Beobachtungen. So ist die Anzahl der Schweremessungen auf den einzelnen Stationen sehr verschieden; sie schwankt zwischen 8 und 40 (Moçambique sogar nur 4), je nachdem das Wetter eine schnelle Beendigung zuließ oder uns länger aufhielt. Ebenso sind die Zeit- und Breitenbestimmungen von sehr verschiedenem Werte, da einige nur auf 2 Sternpaaren, andere auf deren 6 bis 8 beruhen. Wir konnten eben nicht auf gutes Wetter warten und mußten häufig mit wenigen Beobachtungen zwischen Wolkenlücken uns begnügen.

Ferner konnten die Chronographenstreifen nicht gleich an Ort und Stelle abgelesen werden, was zur Folge hatte, daß bei der viel später stattfindenden Bearbeitung an einigen Stellen Zweifel über die Bedeutung von Punkten entstanden, die sich am Tage nach der Beobachtung wahrscheinlich leicht hätten beseitigen lassen. Außerdem war auf manchen Streifen eine ganze Anzahl von Punkten unsichtbar geworden, vermutlich weil diese Streifen noch ganz durchfeuchtet vom Nachttau hatten aufgerollt werden müssen und so in der langen Zeit bis zur Bearbeitung liegen geblieben waren. Mehrere Beobachtungen sind auf diese Weise verloren gegangen, die bei sofortiger Streifenablesung noch hätten ausgenutzt werden können.

Ein weiterer Uebelstand war die Unmöglichkeit, Kopien unserer Aufzeichnungen anzufertigen und auf einem anderen Wege in die Heimat gelangen zu lassen, damit durch den Verlust der Beobachtungsbücher nicht auch die ganze geleistete Arbeit verloren ginge. Anfangs machten wir den Versuch, diese Vorsichtsmaßregel durchzuführen, aber sehr bald kamen wir mit dem Kopieren derart ins Hintertreffen, daß wir es als zwecklos aufgaben. Leider hat sich diese Unterlassung dadurch gerächt, daß ein Routenbuch von mir bei der Strandung der Dau im Tanganjika ins Wasser fiel, und dadurch die Triangulation, magnetische Beobachtungen, Höhen-Messungen und meine topographischen Aufnahmen von Unika, dem Rukwa-Graben und seinen Rändern vollständig verloren gegangen sind.

Bei diesem Stande der Dinge ist es begreiflich, daß wir unterwegs nur wenig Zeit für allgemeine geographische Beobachtungen fanden. Wir waren an den direkten Weg zwischen den einzelnen Pendel-Stationen gebunden und konnten von den vielen interessanten Gebirgszügen und Vulkanbergen, an denen der Marsch vorbeiführte, keinen einzigen besteigen und auch sonst keinen Abstecher machen. Trotzdem hat Glauning eine zoologische, eine geologische und eine reichhaltige ethnographische Sammlung zusammengebracht, die den betreffenden Museen überwiesen worden sind, und viele ethnographische Notizen gesammelt. Mein Augenmerk war hauptsächlich auf eine möglichst getreue Wiedergabe der topographischen Einzelheiten des durchzogenen Landes und der Berg- und Geländeformen gerichtet. Auch wurde die Lage hervorragender Objekte durch viele Fernpeilungen ermittelt.

Aus dem gleichen Grunde war es auch nicht angängig, unsern Weg so zu wählen, daß er durch möglichst unbekanntes Land führte. Trotzdem haben wir

einige Gebiete „als die ersten Europäer“ betreten, um in einem von Reisenden der letzten Zeit mit wenig gerechtfertigtem Epigonenstolz mehrfach gebrauchten Ausdruck zu reden; sie sind indessen nicht so zahlreich, wie es für die topographischen Aufnahmen wünschenswert gewesen wäre; die Qualität dieser Aufnahmen mußte daher meistens ihren Mangel an Neuheit ersetzen.

Zum Belege der obigen Behauptung, daß der in der Denkschrift aufgestellte Voranschlag die Kosten zu niedrig angesetzt hat, diene die folgende Berechnung. Für die Grenzregulierung und die Pendel-Expedition zusammen sind etwas über 86 000 Mk. verausgabt worden, wovon nahezu die Hälfte auf die Pendel-Expedition entfallen dürfte. Dazu kommen noch die Gehälter von Glauning und den Sanitäts-Unteroffizieren, sowie die Löhnung des Begleit-Kommandos, die aus anderen Fonds bestritten worden sind, in Höhe von ungefähr 25 000 Mk., sodaß sich die Gesamtkosten der Pendel-Expedition auf rund 65 000 Mk. gestellt haben. Den Ueberschuß dieser Summe über die von der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften beigesteuerten 20000 Mk. hat in dankenswertester Weise die Kolonial-Abteilung stillschweigend übernommen.

Da die Expedition 17 Monate gedauert hat, so betragen die Kosten für ein Jahr ungefähr 46 000 Mk. Bedenkt man, daß in dieser Summe Gehalt und Verpflegung für 3 Europäer inbegriffen ist, so kommt man zu dem Schluß, daß Glauning außerordentlich billig gewirtschaftet und gut disponiert hat. Dasselbe lehrt auch die verhältnismäßig geringe Anzahl von Lasten, mit denen die Expedition ausgekommen ist. Denn einschließlich der 42 Instrumentenlasten waren es alles in allem im Anfang nicht ganz 200 und zum Schluß nur etwa 100 Lasten.

Zum Vergleich möchte ich anführen, daß Graf v. Götzen auf seiner etwa 12 Monate dauernden Expedition mit ebenfalls 3 Europäern 397 Lasten [1]), darunter nur eine Instrumentenlast, gebraucht hat, und daß Schöller seine ebenfalls aus 3 Europäern bestehende und 8 Monate dauernde Expedition mit 377 Lasten [2]), wovon 4 Instrumenten- und Bücherlasten waren, ausgerüstet hat. Baumann, der allein reiste, hat für 14 Monate 140 Lasten [3]) mitgenommen, wovon nur wenige auf Instrumente entfielen.

Die Kosten der Baumannschen Expedition beliefen sich auf 80000 Mk., also für ein Jahr auf rund 69 000 Mk. Von anderen Reisen sind mir die Kosten nicht bekannt.

Alles dies beweist jedenfalls, daß die Pendel-Expedition auch trotz der günstigeren Verhältnisse, unter denen sie im Vergleich zu Baumanns und Graf von Götzens Reisen ausgeführt wurde, in der Tat als sehr billig bezeichnet werden muß,

1) Durch Afrika von Ost nach West. Zweite Auflage. Berlin 1899. S. 6.

2) Aequatorial-Ost-Afrika und Uganda 1896—1897. Berlin 1901. S. 32 u. 33. Die auf die Jagd bezüglichen Lasten sind in der obigen Zahl 377 nicht mitgezählt worden.

3) Durch Massailand zur Nilquelle. Berlin 1894. S. 128 und 370 bis 377.

wenn man die Länge des zurückgelegten Weges und die heimgebrachten Ergebnisse mit in Betracht zieht.

Die Bearbeitung des gesammelten Materials wurde von der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften mir übertragen, obwohl ich infolge meiner amtlichen Pflichten nur meine Freizeit dieser Arbeit widmen konnte. Es ist bereits oben gesagt, daß von der bewilligten Summe ein Teil in Höhe von 5000 Mk. zur Bearbeitung und Veröffentlichung der Resultate zurückbehalten worden war. Davon wurde mir die Hälfte zur Annahme von Hilfskräften bewilligt. Freilich reichte dieser Betrag nicht hin, um einen wissenschaftlich voll ausgebildeten Mitarbeiter heranzuziehen, der einen Teil der Bearbeitung vollständig übernommen hätte, aber ich konnte doch wenigstens die Roh-Rechnungen zum großen Teil durch die im Vorwort genannten Herren besorgen lassen. Das Ablesen der Chronographen-Streifen, das Zusammensuchen und Ausziehen der Rechnungs-Unterlagen aus der weit zerstreuten Litteratur, die Anordnung der Rechnungen und das Aufstellen der Schemata dafür, die Entwicklung der Theorie der barometrischen Höhenmessung in Ostafrika, die Ableitung der Instrumental-Konstanten, die Kritik der Beobachtungen, die Nachprüfung der meisten Rechnungen und schließlich die eigentliche Bearbeitung, das Zusammenstellen und die Diskussion der Resultate, ihre Vergleichung mit den Arbeiten meiner Vorgänger, das Zeichnen der vielen Diagramme und Schaulinien und die Abfassung des verbindenden und erklärenden Textes blieben jedoch auf mir liegen.

Die Vorteile der Arbeitsteilung, die sonst bei der Verwertung der Beobachtungen wissenschaftlicher Expeditionen vorgenommen zu werden pflegt, indem jedes Gebiet einem Spezialisten zur alleinigen und abschließenden Bearbeitung überwiesen wird, gingen der Pendel-Expedition infolge des Fehlens genügender Mittel verloren, und ich muß den Leser bitten, die hieraus entstandenen Mängel und Unvollkommenheiten der folgenden Arbeiten mit Nachsicht zu beurteilen.

Da die Kolonial-Abteilung den bei weitem größten Teil der Kosten getragen hat, wird man es berechtigt finden, daß ich diejenigen Arbeiten, an denen sie besonders ein Interesse hatte, zuerst in Angriff genommen habe.

Die Pendelmessungen selbst haben daher am meisten zurückstehen müssen, obwohl sie der Expedition den Namen gegeben hatten.

6. Die Ausrüstung der Expedition.

Die nachstehende Tabelle enthält eine Aufzählung der Instrumente und sonstigen Ausrüstungsgegenstände, die die Expedition zur Erfüllung ihrer Aufgaben mit sich führen mußte. Daneben ist die Verteilung dieser Sachen auf Trägerlasten und die Anzahl der nötigen Träger angegeben.

1. Ein Zenitteleskop von Bruns	2 Lasten	mit 2 Trägern
2. Ein eiserner Pfeiler dazu	2 „	„ 2 „

3.	Ein 5-zölliges Universal-Instrument von Bamberg als Reserve	1	Last	mit 1	Träger
4.	Ein Stativ dazu und ein Reservestativ . .	1	„	„ 1	„
5.	Ein Chronograph mit Tastern und Ableseskalen von Fueß	1	„	„ 1	„
6.	Elektrische Trockenelemente, Schaltbrett, Leitungsdraht und Polklemmen	1	„	„ 1	„
7.	Eine Kontakt-Uhr von Hawelk	1	„	„ 1	„
8.	Eine Kontakt-Uhr von Straßer und Rohde .	1	Doppellast	„ 2	Trägern
9.	Ein eisernes Stativ dazu	1	Last	„ 1	Träger
10.	Ein Refraktor von Reinfelder & Hertel . .	1	Doppellast	2	Trägern
11.	Ein eisernes Stativ dazu	1	Last	„ 1	Träger
12.	Drei Marine-Chronometer, vier Taschenuhren von Lange & Söhne, zwei Siedeapparate von Fueß, mehrere Thermometer	1	„	„ 1	„
13.	Ein magnetischer Reise-Theodolit von Bamberg	1	„	„ 1	„
14.	Ein kleines Reise-Universal-Instrument von Hildebrand, zwei einfache Reise-Meßtische mit Diopterlinealen von Sprenger	1	„	„ 1	„
15.	Die Stative zu den unter 13. und 14. genannten Instrumenten	1	„	„ 1	„
16.	Ein Pendelbock	1	Doppellast	„ 2	Trägern
17.	Ein Pendelstativ von Stückrath	1	„	„ 2	„
18.	Eine Pendelhaube von Stückrath	1	„	„ 2	„
19.	Vier invariable Pendel von Stückrath . .	1	Last	„ 1	Träger
20.	Ein Koincidenz-Apparat von Stückrath . .	1	„	„ 1	„
21.	Eine Kanne mit Rüböl, Beobachtungslampen, Chronographen-Streifen und sonstiges Material	2	Lasten	„ 2	Trägern
22.	Lichte, Streichhölzer und Petroleum . . .	2	„	„ 2	„
23.	Handwerkszeug	2	„	„ 2	„
24.	Eine Bücherkiste	1	Doppellast	„ 2	„
25.	Zwei Schreib- und Kartenkoffer	2	Doppellasten	„ 4	„
26.	Ein großes Beobachtungszelt	3	Lasten	„ 3	„
	Zusammen	34	Lasten	mit 42	Trägern.

Dazu kamen, wie bei jeder Expedition, die Lasten mit Munition, Tauschartikeln, Proviant und der persönlichen Ausrüstung der Teilnehmer, deren Aufzählung kein Interesse bietet.

7. Die Verpackung der Instrumente.

Die Verpackung der Instrumente machte einige Schwierigkeiten, da sie möglichst leicht und kompendiös, dabei aber doch wasserdicht sein mußte und so

widerstandsfähig, daß sie ihren Inhalt gegen Stöße und Püffe genügend schützte, auch wenn die Lasten gelegentlich mal von den Trägerköpfen herunterstürzten. Durch die Hilfe des Herrn Fechner ist es, wie schon erwähnt wurde, gelungen, dies Ziel zu erreichen, indem die Instrumente in möglichst kleinen dünnwandigen Kästen aus dem leichten aber festen Holz der amerikanischen Pappel verpackt wurden. Diese Holzkästen kamen dann in wasserdicht abschließende Tropenkoffer aus dünnem Eisenblech, die von der Firma F. F. A. Schulze in Berlin N. in passender Form und Größe hergestellt wurden. Zur Milderung der Stöße wurde bei den weniger empfindlichen Instrumenten zwischen Holz und Eisenkasten eine dicke Schicht Filz eingelegt, bei den empfindlicheren Instrumenten aber der innere Holzkasten durch zwischengelegte Sprungfedern nach allen Seiten hin gegen den Eisenkasten abgefedert. In diesen Fällen mußte der Eisenkoffer aber noch mit einer dünnen Schicht leichten Holzes ausgefüttert werden, damit die Sprungfedern das dünne Eisenblech der Wandungen nicht ausbeulten.

Jeder Kasten bekam zwei Henkel aus starken Eisenstäben zum bequemen Anheben und bei den Doppellasten zum Durchstecken einer Stange, an der die beiden Träger die Last tragen konnten.

Diese vorsichtige Verpackung verteuerte die Ausrüstung nicht unerheblich, aber sie hat sich im allgemeinen gut bewährt, und nach den Erfahrungen, die wir bei der Expedition gemacht haben, ist sie auch durchaus notwendig gewesen [1]). Denn während des Marsches und im Lager waren die Kisten zuweilen stundenlang dem starkströmenden Tropenregen ausgesetzt, und in der Regenzeit mußten sie während des Rastens und beim Aufenthalt im Lager außerdem der Feuchtigkeit von unten, dem Schlamm und Sumpf, in die der Boden manchmal weithin verwandelt war, standhalten. Bei der Fahrt auf dem Tanganjika waren die Kisten auf dem Boden des Fahrzeuges verstaut, wodurch sie während zweier Wochen dem dort reichlich vorhandenen Wasser ausgesetzt waren. Hierbei zeigte sich der Nutzen der wasserdichten und der Nachteil der nicht wasserdichten Verpackung in besonders schlagender Weise dadurch, daß der Kasten des Refraktors undicht geworden war und Feuchtigkeit eintreten ließ. Diese gelangte auch in das Fernrohr und zwischen die Linsen des Objektivs, wodurch deren Oberflächen angefressen und stark getrübt wurden. Die anderen Kästen hielten genügend dicht, und die darin befindlichen Instrumente blieben vollkommen intakt.

Auch an die Festigkeit der Kästen wurden in der Tat hohe Ansprüche gestellt. Mehrmals habe ich selbst mit angesehen, wie Träger ausrutschten und dann die Kisten aus Kopfeshöhe zu Boden schlugen; und daß derartige Vor-

1) Zu demselben Resultat kommt auch Lemaire, Mission scientifique du Ka-Tanga, Bruxelles, Heft 1 S. 7, der seine Instrumente nicht so sorgfältig gegen Regen geschützt hatte wie wir, aber für zukünftige Expeditionen eine der unsrigen ähnliche Verpackung empfiehlt. Indessen glaube ich nicht, daß das von ihm anstelle von Eisenblech in Aussicht genommene Aluminiumblech die Reisestrapazen aushalten wird.

kommnisse keine Seltenheiten waren, geht aus den tiefen und scharf eingedrückten Beulen hervor, die die Kisten an allen Ecken und Kanten aufweisen.

Auf den schwierigen Gebirgspfaden, auf die die Expedition vielfach angewiesen war, ist es auch vorgekommen, daß Instrumentenlasten über steile Felsenabhänge, einmal bis zu 30 m Tiefe, herabgerollt sind, und trotz alledem sind nur sieben leichte Beschädigungen vorgekommen. Das erste Mal wurde auf der Pendel-Station Ndjilla eins der Siedethermometer zerbrochen in seinem Gehäuse vorgefunden, konnte aber infolge eines glücklichen Zufalles sehr bald durch ein anderes Thermometer ersetzt werden. Der zweite Fall war die schon erwähnte teilweise Trübung des Refraktor-Objektivs. Drittens zeigte sich auf der Station Guasso njiró, daß das Niveau des Zenitteleskops zerbrochen war, sodaß das Reserve-Niveau eingesetzt werden mußte. Viertens hatte sich die Hawelk-Uhr infolge eines Sturzes auf dem Transport zwischen Umbugwe und Surǽ ein klein wenig auf ihren Konsolen verschoben, wodurch sie leider für den letzten Teil der Expedition gebrauchsunfähig wurde. Die übrigen Fälle betrafen das Stativ des magnetischen Theodoliten, das aus sprödem Eichenholz angefertigt war, und an dem zweimal je ein Bein beim Auspacken zersplittert vorgefunden wurde. Vorsichtigerweise hatte ich noch ein Reserve-Stativ mitgenommen, dessen Beine zum Ausflicken des beschädigten benutzt werden konnten. Sie bestanden, wie die übrigen Stative von Bamberg, aus dem elastischeren Rotbuchenholz, und hielten die Stöße und Püffe daher besser aus. Schließlich ging der Kopf dieses Stativs bei der ersten Durchnässung zu Beginn der Regenzeit buchstäblich aus dem Leime, da er entgegen der ausdrücklichen Bestellung von seinem Verfertiger, dem Mechaniker der Deutschen Seewarte, Zschau, nicht verschraubt sondern nur zusammengeleimt war. Mit Hilfe einiger Messing-Schrauben ließ sich dieser Fehler jedoch leicht wieder gut machen. Wurden die Arbeiten der Expedition durch diese Unfälle auch etwas gestört, so wurden sie dadurch doch nicht unmöglich gemacht.

Als ein Fehler in der Konstruktion der Kisten muß es bezeichnet werden, daß die Klammern aus Messingblech, mittels derer der Deckel mit seiner Gummidichtung auf den Unterteil des Kastens gepreßt wurde, winklig gebogen waren, wie bei allen Tropenkoffern der genannten Firma. Im Laufe der Zeit gaben die Klammern daher etwas nach, indem sich die Winkel auseinanderbogen, und der Verschluß war nicht mehr ganz wasserdicht. Wir bemerkten dies in allen Fällen mit Ausnahme des Refraktorkastens noch rechtzeitig und konnten die Klammern immer wieder richtig biegen, ehe der Inhalt der betreffenden Kästen Schaden gelitten hatte.

Nach dem sachverständigen Urteil des Herrn Fechner haben sich die Instrumente infolge dieser zweckmäßigen Verpackung sämtlich ebenso gut gehalten, wie wenn sie in der Zwischenzeit im Institut selbst benutzt worden wären und nicht eine mehr als zweijährige Expedition im Herzen Afrikas mitgemacht hätten.

Das Gewicht einer Last sollte 20 bis 25 kg nicht übersteigen, da schwerere Stücke nur als Doppellasten transportiert werden können, die bei den Trägern

sehr unbeliebt sind und dadurch auch der Pendel-Expedition viele Unannehmlichkeiten bereitet haben, wie in Kap. 4 bereits geschildert ist. Bei der Kürze der zur Vorbereitung der Expedition zu Gebote stehenden Zeit war es aber nicht möglich, die Instrumente dieser Forderung anzupassen; sie mußten daher in der Anordnung eingepackt und mitgenommen werden, die ihnen vom Geodätischen Institut für die heimischen Arbeiten gegeben worden war. Hätten wir ein so leichtes und handliches Pendelstativ wie die Südpolar-Expedition gehabt, so wären uns manche Schwierigkeiten erspart geblieben.

Zweiter Teil.

Die Höhenmessungen.

8. Die benutzten Instrumente und ihre Fehler, das Beobachtungsverfahren und die erzielte Genauigkeit der meteorologischen Elemente.

Wie in der Denkschrift ausgeführt ist, mußte auf die Höhenbestimmungen der Pendel-Stationen großes Gewicht gelegt und versucht werden, mit dem barometrischen Nivellement, das wegen der Zeitdauer und der Kosten allein in Betracht kommen konnte, eine möglichst große Genauigkeit zu erzielen. Wie die dazu in Aussicht genommenen Basisstationen im Innern sämtlich versagt[1]) haben, ist bereits oben bei der Beschreibung des Verlaufs der Expedition dargelegt worden. Ich glaube trotzdem durch eine eingehende Untersuchung der Bedingungen der barometrischen Höhenmessung in Ostafrika erreicht zu haben, daß die aus einer Anzahl von Siedepunktsbestimmungen gefundenen Höhen der Pendel-Stationen innerhalb eines Maximalfehlers von ± 15 m der Wahrheit nahe kommen.

1) Den gemeinsamen Grund hierfür suche ich darin, daß die Beobachter freiwillige waren, und glaube, daß eine Aenderung hierin nur durch einen Systemwechsel herbeigeführt werden kann, den ich andeutungsweise hier erwähnen möchte. Meiner Ansicht nach könnte der Meteorologe des Gouvernements in Daressalam eine Anzahl von farbigen Beobachtern heranbilden, die dann als solche auf den Innenstationen gegen ein kleines Jahresgehalt angestellt werden würden. Von den Europäern brauchte dann nur eine gewisse Beaufsichtigung von Zeit zu Zeit ausgeübt zu werden, wozu sie sich sehr viel leichter verstehen werden, als zu den zeitraubenden und durch die Bindung an die Tageszeit beschwerlichen regelmäßigen Beobachtungen. Eine dauernde und durchgehende Kontrolle und Sichtung des eingehenden Materials würde schließlich von dem Meteorologen des Gouvernements ausgeführt werden müssen, wie es jetzt bereits geschieht.

Ferner ist zum Zwecke der Kartographie die Höhe einer ganzen Reihe von Punkten, die während des Marsches berührt wurden, durch Aneroidablesungen mit einer sehr viel geringeren Genauigkeit, innerhalb eines Maximalfehlers von etwa ± 40 m ermittelt worden.

Dazu treten als Ergänzung gelegentliche trigonometrische Höhenbestimmungen von Bergen, die aus Zeitmangel nicht bestiegen werden konnten.

Die Hauptinstrumente für die Höhenmessungen waren 2 Fueßsche Siedeapparate älterer Konstruktion, wie sie bei W. Jordan: Handbuch der Vermessungskunde Bd. II 5. Aufl. 1897 S. 563 beschrieben und abgebildet sind. Dazu gehörten 4 Siedethermometer, die nicht die Temperatur des Wasserdampfes, sondern auf einer von 2 zu 2 mm fortschreitenden Teilung direkt den Luftdruck abzulesen gestatteten. Durch Schätzung von Zehnteln erlaubten sie daher eine Ablesegenauigkeit von 0.2 mm.

Von diesen Thermometern wurde, wie bereits erwähnt, Fueß 338 am 19. August 1899 in Ndjilla beim Oeffnen der Büchse zerbrochen vorgefunden. Obwohl der Apparat an den vorhergehenden Tagen von einem zuverlässigen Soldaten getragen worden war, ließ sich nicht feststellen, bei welcher Gelegenheit und aus welchem Grunde der Unfall sich ereignet hatte. Vermutlich ist es bei einem Sprung oder leichten Fall während des Abstieges vom Mämia-Berge über den die Rukwa südlich begrenzenden steilen und steinigen Steilabsturz geschehen. Einen Ersatz dafür bekamen wir sehr bald in Bismarckburg, wo uns der Stationschef Herr Hauptmann v. Prittwitz und Gaffron das Thermometer Fueß 199, das für ihn nutzlos war, übergab. Es gab nicht sofort den Luftdruck, sondern nur die Temperatur des Wasserdampfes an und gestattete, noch hundertstel Grade zu schätzen.

Die Thermometer sind vor der Ausreise und nach der Rückkehr von der II. Abteilung der physikalisch-technischen Reichs-Anstalt untersucht worden, die folgende Korrektionen gefunden hat.

	Fueß 338	Fueß 478		Fueß 486		Fueß 488			Fueß 199	
	August 1897	Novbr. 1897	März 1901	Novbr. 1897	März 1901	Novbr. 1897	März 1901		Mai 1891	März 1901
bei	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	bei		
450 mm	— 0.7			— 0.1	— 0.2			85°	+ 0.01°	— 0.03°
500 „	— 0.5	+ 0.3	+ 0.2	+ 0.1	0.0	+ 0.2	0.0	90	0.00	— 0.02
550 „	— 0.6	+ 0.2	+ 0.2	0.0	0.0	+ 0.1	0.0	95	— 0.01	— 0.03
600 „	— 0.4	+ 0.2	+ 0.2	0.0	— 0.2	+ 0.2	0.0	100	— 0.02	— 0.04
650 „	— 0.7	+ 0.1	+ 0.2	— 0.1	— 0.2	— 0.1	— 0.2			
700 „	— 0.4	— 0.2	— 0.2	— 0.1	— 0.2	— 0.3	— 0.4			
760 „	— 0.7	— 0.3	— 0.2	— 0.4	— 0.4	— 0.4	— 0.4			

Man sieht, daß die doppelt untersuchten Thermometer sich ausgezeichnet konstant erhalten haben; selbst bei Fueß 199, das noch aus einer früheren

Zeit der weniger entwickelten Technik stammt, gehen die Aenderungen trotz der langen Zwischenzeit von 10 Jahren nicht über 0.6 mm hinaus. Immerhin zeigen die vorgekommenen Aenderungen die Notwendigkeit, die Thermometer auch nach der Expedition prüfen zu lassen, was von den meisten Reisenden wohl verabsäumt werden dürfte.

Zur Reduktion der Luftdruckbeobachtungen wurden bei Fueß 338 die aus der einzigen Bestimmung sich ergebenden Korrektionen, bei Fueß 199 diejenigen von März 1901 und bei den drei anderen Thermometern das Mittel der beiden Bestimmungen angewendet. Die Korrektionen von Fueß 199 aus dem Mai 1891 liegen zeitlich allzu weit von den Beobachtungen während der Expedition ab, um Berücksichtigung zu verdienen. Wir werden indessen nachher sehen, daß seine wahre Korrektion zwischen den in der Tabelle angegebenen gelegen hat.

Bei allen Thermometern sind die Korrektionen kleiner geworden, jedoch gehen die Unterschiede, abgesehen von Fueß 199, nicht über 0.2 mm hinaus, sodaß die Fehler der benutzten Reduktionsgrößen unter 0.1 mm geblieben sein dürften.

Außerdem verfügte die Expedition über drei Federbarometer, über die in Kapitel 38 „Die Aneroide der Expedition und ihre Korrektionen“ berichtet werden soll. Hier sei nur vorweggenommen, daß sie sich zu Höhenbestimmungen nicht geeignet erwiesen haben, und daß diese Luftdruckmesser aus der instrumentellen Ausrüstung von Forschungsreisenden gänzlich verschwinden sollten.

Zur Bestimmung der Lufttemperatur und des Dunstdrucks aus trockenem und feuchtem Thermometer dienten eine Anzahl Fueßscher Schleuderthermometer, die im Verlaufe der Expedition mehrmals unter einander verglichen wurden. Dabei zeigten sich Abweichungen zwischen 0.0° und 0.3°, die wegen ihres geringen Wertes vernachlässigt worden sind. Diese Fehler können allerdings den Dunstdruck merklich beeinflussen; da dieser aber bei der barometrischen Höhenmessung nur eine untergeordnete Rolle spielt, so wurde ihnen trotzdem keine Beachtung geschenkt.

Die Abkochungen wurden auf den Pendel-Stationen möglichst zu den Terminstunden 7 a, 2p und 9 p vorgenommen, doch war es wegen der Pendel-Beobachtungen nicht immer möglich, diese Zeiten streng einzuhalten. Indessen sind auf jeder Pendel-Station wenigstens drei volle Beobachtungssätze ausgeführt worden.

Ein solcher Satz umfaßte folgende Messungen.

1. Lufttemperatur und Dunstdruck mit trocknem und feuchtem Schleuderthermometer.
2. Luftdruck mit zwei Siedethermometern mit je drei Ablesungen.
3. Lufttemperatur und Dunstdruck, wie zu 1. und Stand der drei Aneroide.
4. Luftdruck mit den beiden anderen Siedethermometern mit je drei Ablesungen.
5. Lufttemperatur und Dunstdruck, wie zu 1.

Der Zeitpunkt einer jeden Beobachtung wurde nach der Taschenuhr des Beobachters notiert, die durch öftere Kontrolle innerhalb einer Viertelstunde auf richtigem Stande erhalten wurde.

Bei den späteren Stationen wurde das Material durch Aneroidablesungen und Temperaturmessungen in den Zwischenzeiten zwischen diesen Sätzen ergänzt und erweitert. Wir erkannten die Zweckmäßigkeit dieser Vermehrung der Beobachtungen, wie vieles andere, eben erst im Verlaufe der Expedition und haben das Programm ständig danach modifiziert.

Die Ausführung der Beobachtungen ging folgendermaßen vor sich.

Das trockene und das feuchte Thermometer wurde während des Beobachtungssatzes von je einem Soldaten oder schwarzen Diener dauernd geschwungen, und die erste Ablesung etwa 5 Minuten nach Beginn des Schwingens gemacht, wenn anzunehmen war, daß das Quecksilber die richtige Temperatur angenommen hatte. Dabei wurden die Thermometer nötigenfalls durch einen darüber gehaltenen Sonnenschirm gegen die direkte Sonnenstrahlung geschützt, doch so, daß sie dem Einfluß der bewegten oder wenigstens der freien Luft nicht entzogen wurden. Auch auf die Erhaltung der Feuchtigkeit an der Kugel des feuchten Thermometers wurde geachtet. Ich glaube, daß wir auf diese Weise trotz des Mangels eines Aßmannschen Aspirations-Psychrometers einwandfreie Werte der Lufttemperatur und des Dunstdrucks erhalten haben.

Die Ablesung der Siedethermometer geschah den Vorschriften des Herrn v. Danckelman[1]) entsprechend stets derart, daß das Steigen des Quecksilbers und das darauf folgende Stillstehen verfolgt wurde. Notiert wurde der Stand, der nach Beendigung des Steigens etwa während einer Minute konstant innegehalten wurde. Wie schon erwähnt, wurde jedes Thermometer dreimal abgelesen. Um unabhängige Beobachtungen zu erhalten, wurde das Quecksilber vor jeder Wiederholung durch Entfernen der Flamme erst wieder zum Sinken gebracht. Dabei machten wir öfters die eigentümliche Wahrnehmung, daß beim ersten Kochen das Quecksilber auf einem sehr merklich zu niedrigen Stand stehen geblieben war; eine Erklärung dieser Erscheinung ist mir nicht bekannt, vielleicht ist sie in Spannungen des Glases zu suchen. Sie dürfte auch bei anderen Reisenden vorgekommen, aber unbemerkt geblieben sein und ebenso wie die Ansammlung von Quecksilber im oberen Teil der Röhre manchmal den Grund für die vielfach festgestellte Tatsache gebildet haben, daß die Siedethermometer dazu neigen, den Luftdruck zu niedrig anzugeben.

Ueberhitzung des Dampfes dürfte kaum vorgekommen sein, da wir stets mit möglichst kleiner Flamme arbeiteten, deren Höhe indessen so reguliert wurde, daß ohne Unterbrechung Dampf aus den unteren Abzugslöchern des Dampfmantels entwich. Alle diese Vorsichtsmaßregeln, deren Nichtbeachtung bei der

1) Anweisung zu Höhenmessungen im Vordruck der von der Kolonial-Abteilung gelieferten Routen-Aufnahme-Bücher.

Empfindlichkeit der Siedethermometer unweigerlich zu groben Fehlern führt[1]), wurden stets peinlich erfüllt, sodaß die zur Höhenbestimmung nötigen Elemente innerhalb der Grenzen der Möglichkeit mit voller Sicherheit bestimmt worden sind. Ich glaubte dies hier ausführen zu müssen, um Zweifel an der Zuverlässigkeit der Grundlagen unserer Höhenbestimmungen auszuschließen.

Aus den Beobachtungen eines jeden Satzes wurden die Mittelwerte von Luftdruck, Temperatur und Dunstdruck gebildet, die wegen der Symmetrie in der Reihenfolge der Ablesungen alle für die Zeit der Satzmitte gelten. Die Beobachtungszeiten, die nach dem vorhergehenden bis zu 15^m fehlerhaft sein können, wurden nicht verbessert, weil der dadurch erzielte Gewinn in keinem Verhältnis zu der aufgewandten Arbeit gestanden haben würde.

Die Differenzen der Luftdruckangaben der 4 neueren Thermometer untereinander übersteigen in einem Satze selten 0.2 mm; das nur einmal vorkommende Maximum ist 0.6 mm. In diesen Zahlen steckt jedoch noch die Veränderung des Luftdrucks in der Zwischenzeit zwischen den Ablesungen der Thermometer, die allein schon hinreicht, den größten Teil der obigen Differenzen zu erklären, da diese Zwischenzeit bis zu 30^m betragen hat. Man kann daher den Luftdruck durch einen vollen Satz von 4 Thermometern als auf 0.1 mm sicher bestimmt ansehen und auch unvollständigen Sätzen von nur 2 Thermometern eine solche Genauigkeit zusprechen, daß sie für die Höhenbestimmungen mit demselben Gewicht verwendet werden können, wie die vollen Sätze.

Weniger zuverlässig zeigte sich das ältere Thermometer Fueß 199, das bis Dezember 1899 einen um durchschnittlich 0.1 mm, danach um 0.3 mm niedrigeren Luftdruck anzeigte, als das Mittel der anderen Thermometer. Dies beweist, daß die angewendeten Korrektionen dieses Thermometers vom März 1901 nicht für die Expeditionszeit gültig sind. Seine Angaben wurden daher um die obigen Größen verbessert und nur mit halbem Gewicht bei der Mittelbildung berücksichtigt.

Die Resultate der Beobachtungen findet man übersichtlich zusammengestellt in Kapitel 37 „Die Meereshöhen der Pendel-Stationen“ in Tabelle 62.

9. Die barometrische Höhenmessung in Ostafrika und Herrn Lemaires Ansichten darüber.

Ich war von vornherein geneigt, der barometrischen Höhenmessung in Deutsch-Ostafrika eine große Genauigkeit zuzuschreiben, da der regelmäßige tägliche Gang der meteorologischen Elemente in den Tropen nur sehr selten eine Störung erfährt, und somit besonders günstige Bedingungen für das barometrische

1) Selbst bei geographisch gut geschulten Forschern findet man falsche Behandlung der Siedeapparate. So pflegte der verstorbene Geograph Schmitt Hölzchen unter den Gummiring zu legen, damit der Dampf oben abziehen könne und nicht erst im Dampfmantel herabzusteigen brauche. Bekannt ist auch das Fehlschlagen der Siedepunktsbestimmungen von Lent. Mittheilungen a. d. Deutschen Schutzgebieten. Bd. IX S. 8. 1896.

Nivellement vorzuliegen schienen. Beim Studium der einschlägigen Litteratur fand ich diese Annahme jedoch keineswegs bestätigt, es zeigten sich vielmehr Unterschiede von vielen Dekametern der für dieselben Orte von verschiedenen Reisenden gefundenen Höhen, die zu der Gleichförmigkeit des Tropenklimas einen auffallenden Gegensatz bildeten.

Eine besonders große und unwahrscheinliche Differenz fand sich zwischen den Angaben der Seehöhe des Tanganjika-Spiegels in zwei Werken, die eben erschienen waren, als ich diese Arbeit begann. Das erste davon ist das von Capitaine Lemaire, Charles verfaßte und in 15 Heften erschienene Werk „Mission Scientifique du Ka-Tanga, Publications de l'État Indépendant du Congo", im besonderen dessen zweites Heft und ein nachträglich herausgegebenes 16. Heft mit Zusätzen und Berichtigungen zu den Höhenmessungen; es soll im folgenden mit M. s. bezeichnet werden. Das zweite ist Heft X und XI der Deutschen überseeischen meteorologischen Beobachtungen, gesammelt und herausgegeben von der Deutschen Seewarte; sie enthalten „Meteorologische Beobachtungen in Deutsch-Ost-Afrika, gesammelt und bearbeitet von Dr. Hans Maurer", und sollen mit D. ü. m. B. X oder XI zitiert werden.

Die erste Zahl, die Herr Lemaire für die Seehöhe des Tanganjika in M. s. 2 Seite 70 aus seinen Beobachtungen in Moliro, einer Station am Südende des Sees, herausrechnet, ist 777 m. Da die Grundlagen seiner Rechnung jedoch falsch waren, so war Herr Lemaire genötigt, sich selbst zu berichtigen und diese Höhe in M. s. 16 S. 29 auf 854 m festzusetzen. Maurer dagegen findet aus den Beobachtungen von Ramsay, Hösemann und Deininger die Höhe des Stationsbarometers von Udjidji zu 855 m (D. ü. m. B. XI S. 262). Da, wie wir weiterhin sehen werden (Kap. 13) die Höhe des Barometers über dem Seespiegel etwa 61 m beträgt und nicht, wie Maurer a. a. O. nach einer Schätzung von Ramsay annimmt, 30 m, so ergibt sich die Höhe des Seespiegels zu 794 m. Der Unterschied der beiden Bestimmungen beträgt somit 60 m, was mir weit über die Ungenauigkeit hinauszugehen schien, die man im gleichförmigen Tropenklima von Monatsmitteln der barometrischen Höhen erwarten sollte. Da für die Schweremessungen die Höhen so genau als möglich ermittelt werden mußten, so sah ich mich genötigt, den Ursachen der großen Differenzen zwischen den Werten von Lemaire und Maurer nachzugehen, wobei ich hoffen konnte, auch für die Bearbeitung der Höhenmessungen der Pendel-Expedition wichtige Fingerzeige zu bekommen.

Durch diese Untersuchung wurde ich naturgemäß auch zu einer Kritik der Arbeit des Herrn Lemaire geführt, die im folgenden an den geeigneten Stellen eingestreut ist. Zunächst aber hat sie sich mit den unberechtigten Angriffen zu beschäftigen, die Herr Lemaire in M. s. 16 gegen einen verdienten deutschen Gelehrten gerichtet hat, den er zwar ohne Namensnennung aber doch ganz unverkennbar als Herrn v. D. . . . . ., den bekannten deutschen Meteorologen aus der Redaktion der Mittheilungen aus den Deutschen Schutzgebieten, bezeichnet.

Wie Herr Lemaire ausführt (M. s. 16. S. 13), hat Herr v. D. nach dem Erscheinen des zweiten Heftes der M. s. an M. Lancaster einen Brief gerichtet, worin er ihn um nähere Auskunft über die von Lemaire zur Höhenberechnung benutzte Formel bittet, da in M. s. 2 nichts darüber gesagt, sondern nur auf das Werk und die Tafel von M. Delporte betitelt „Astronomie et Cartographie pratiques à l'usage des explorateurs de l'Afrique" verwiesen wird. Dieser Brief hat nun Herrn Lemaire veranlaßt, die Grundlagen seiner Rechnungen nachzuprüfen und die in den vorhergehenden Heften bereits veröffentlichten Höhen im 16. Heft nachträglich zu berichtigen, wobei er, wie schon erwähnt, aus demselben Beobachtungsmaterial von Moliro die Höhe des Tanganjika um 77 m größer herausbekommt, wie in der ersten Publikation. Diese Tatsache allein beweist, daß die Bedenken des Herrn v. D. gegen das erste Resultat nicht unbegründet waren, und man sollte daher meinen, daß Herr Lemaire den Hinweis auf seinen Irrtum dankbar angenommen hätte. Weit gefehlt, er benutzt vielmehr die Gelegenheit, die Ansichten des Herrn v. D. in scharfer Weise zu kritisieren unter dem Vorwande, das Andenken des auf seinem Posten in Afrika gestorbenen Delporte in Schutz nehmen zu müssen, und zweitens die Urteilsfähigkeit des Herrn v. D. vor der Oeffentlichkeit herabzusetzen, indem er nachzuweisen sucht, daß die Fragen, die in dem Briefe enthalten sind, ganz unnötig waren.

Es ist ja allerdings eine sehr lobenswerte Tat, einen Toten gegen Angriffe in Schutz zu nehmen, und das Vorgehen des Herrn Lemaire wäre zu billigen, wenn Herr v. D. gegen Delporte öffentlich aufgetreten wäre. Der Brief des Herrn v. D. war aber eine reine Privatangelegenheit. Er war nicht einmal an Herrn Lemaire gerichtet, und die Oeffentlichkeit würde nichts davon erfahren haben, wenn Herr Lemaire nicht die Indiskretion begangen hätte, ihn ohne Vorwissen und gegen den Willen des Herrn v. D. zum Abdruck zu bringen. Von einem von Herrn v. D. ausgegangenen Angriff auf das Andenken Delportes kann also gar nicht die Rede sein, und Herr Lemaire hat sich erst selbst einen solchen Angriff durch die Publikation des gar nicht für die Oeffentlichkeit bestimmten Briefes künstlich geschaffen. Auf diese Weise gewann er einen Vorwand, gegen Herrn v. D. vorgehen und dadurch möglichst die Tatsache verschleiern zu können, daß er die in den ersten 15 Heften der M. s. enthaltenen Höhenmessungen mit falschen Grundlagen berechnet hat und sie durch die in M. s. 16 mitgeteilten ersetzen mußte.

Was nun die Behauptung Lemaires betrifft, daß die Fragen des Herrn v. D. nach den angewandten Korrektionen und Formeln unnötig und daher töricht wären, so wird an der Hand eines Auszuges aus dem Delporteschen Werke nachgewiesen, daß Herr v. D. die Antworten auf seine Fragen mit Leichtigkeit selbst daraus hätte entnehmen können. Zur Würdigung dieser Beweisführung beachte man, daß Herr v. D. in dem Briefe selbst ausdrücklich sagt, er kenne die Delportesche Schrift nicht, und es sei ihm auch nicht möglich, sie einzusehen, und daß er daher brieflich um Auskunft bitten müsse. Hätte Herr v. D. das fragliche Werk zur Hand gehabt, so hätte er vermutlich den Brief nicht geschrieben,

da die Antworten auf seine Fragen sich allerdings ohne weiteres aus den Darlegungen Delportes ergeben. Der Umstand, daß Herr v. D. die Schrift Delportes nicht kannte, was auch Lemaire, nachdem der Brief in seine Hände gekommen war, wußte, ist aber allein entscheidend und erweist zur Genüge die Berechtigung der Fragen des Herrn v. D. Das Urteil über das Vorgehen des Herrn Lemaire, der trotzdem die Fragen des Herrn v. D. in schroffer Form als unnötig hinstellt und dadurch bei seinem Publikum Zweifel an der Urteilsfähigkeit des Herrn v. D. hervorruft, kann ich dem Leser überlassen.

Der andere Punkt, den Herr Lemaire zu kritisieren unternimmt, ist die Bemerkung des Herrn v. D., daß die Ueberlegungen Delportes, auf denen er seine Tafel aufgebaut hat, unglückliche seien. Betrachten wir ein wenig die Tatsachen, die diese Ansicht hervorgerufen haben. Aus dem Briefe geht hervor, daß Herr v. D. aus den Daten in M. s. 2 mit zwei verschiedenen Annahmen Werte für die Höhe des Tanganjika herausrechnete, die von der von Lemaire selbst gefundenen wesentlich abweichen. Da er die Schrift von Delporte nicht zur Verfügung hatte, so mußte er diesen Unterschied auf einen Fehler der Tafel oder ihrer Berechnungsweise schieben und konnte so ganz folgerichtig dazu kommen, die Ueberlegungen Delportes unglückliche zu nennen. Dieser Ausdruck ist nun in der Tat nicht berechtigt, denn die Ueberlegungen Delportes sind dieselben, auf denen alle Tafeln der sogenannten rohen Meereshöhen beruhen. Daß sie trotzdem falsche Höhen ergeben, liegt, wie Herr Lemaire in M. s. 16 nachgewiesen hat, daran, daß Delporte seinen Berechnungen veraltete Annahmen über den Luftdruck im Meeresniveau zu Grunde gelegt hat, die die Tafel auch nach Ansicht des Herrn Lemaire selbst unbrauchbar machen.

Diese Sachlage, daß Herr v. D. die Fehlerhaftigkeit der Delporteschen Tafel an einer falschen Stelle gesucht und dies in einem privaten Briefe, dessen mißbräuchliche Benutzung er nicht voraussehen konnte, zu stark zum Ausdruck gebracht hat, gibt aber Herrn Lemaire jedenfalls nicht das Recht, mit solcher Entrüstung, wie er es getan hat, gegen Herrn v. D. zu Felde zu ziehen und ihn der unberechtigten Antastung des Andenkens Delportes zu zeihen.

Ich bedaure lebhaft, daß der verstorbene Capt. Delporte in diese Erörterungen hineingezogen worden ist, muß aber ausdrücklich feststellen, daß dies von Herrn Lemaire selbst geschehen ist, denn Herr v. D. hat in keiner seiner Publikationen gegen ihn Stellung genommen.

Trotz dieses Bedauerns sehe ich mich zur Abwehr der scharfen Kritik, die Lemaire an dem Briefe des Herrn v. D. übt, genötigt, einige darin enthaltene Behauptungen inbetreff des Werkes von Delporte richtig zu stellen.

Herr Lemaire kommt nämlich bei dieser Kritik zu der Behauptung (M. s. 16 S. 35), daß Delporte „eine Methode und eine neue Tafel geliefert habe, die gestatten, die absolute Höhe über dem Meeresspiegel eines Punktes innerhalb der Tropen durch eine einzige Beobachtung des Barometers und des Thermometers an diesem Punkte zu bestimmen“, und nimmt damit für Delporte die Priorität in der Konstruktion von Tafeln der rohen Meereshöhe in Anspruch. Diese An-

sicht entspricht jedoch keineswegs den Tatsachen und beweist nur, wie wenig Herr Lemaire trotz seiner Abhandlung über barometrisches Höhenmessen in der bekanntesten Litteratur bewandert ist. Wenn Delporte auch als der erste eine solche Tafel speziell für die Zone, innerhalb deren der Kongostaat liegt, aufgestellt hat, so ist doch der Gedanke an solche Tafeln mit denselben Begründungen, wie sie Delporte vorbringt, schon lange vor ihm gefaßt und für andere Gebiete ausgeführt worden. Man braucht nur ein Litteraturverzeichnis über barometrisches Höhenmessen aufzuschlagen, um eine ganze Anzahl solcher Tafeln zu finden, die vor der Delporteschen Schrift erschienen sind, so die Tafel von Biot, erschienen 1811, Radau 1864 (neu herausgegeben 1874), Jordan 1879 [1]), während die Tafel von Delporte erst 1889 herauskam. Daß bei einer solchen Sachlage Herr Lemaire die Behauptung aufzustellen wagt, der Gedanke an solche Tafeln sei zuerst von Delporte ausgegangen, kann ich mir nur in der oben angegebenen Weise erklären.

Ein anderer Punkt betrifft die Grundlagen der Delporteschen Tafel. Herr Lemaire hat in M. s. 16 nachgewiesen, daß diese Tafel falsche Resultate liefert, weil Delporte den Luftdruck im Meeresniveau in der heißen Zone zu 758 mm anstatt zu 761.6 mm angenommen hat, was er mit folgendem Satze entschuldigt: „Zu der Zeit, als Delporte seine Tafel berechnete, war dies derjenige Wert, an den man sich hielt.“ Dies entspricht jedoch keineswegs den Tatsachen, denn selbst, wenn Delporte die Tafel einige Jahre vor ihrem Erscheinen (1889) berechnet hat, hätte er ihr einen richtigen Wert des mittleren Luftdrucks im Meeresniveau zu Grunde legen können, da zu jener Zeit schon eine ganze Anzahl zuverlässiger Beobachtungen darüber bekannt waren. Z. B. hatte die jahrgangsweise Publikation der Beobachtungen in St. Paul de Loanda, aus denen Lemaire selbst den Wert 761,2 mm abgeleitet hat, im Jahre 1882 begonnen. Die Beobachtungen in Chinchoxo [2]), die den Mittelwert 760,8 mm ergaben, sind 1878, diejenigen in Vivi [3]) am Kongo mit 761,9 mm sind 1884 publiziert. Im letzteren Werk befinden sich auch Angaben über Beobachtungen in Gabon mit 762,2 mm und St. Thomé mit 760,2 mm mittlerem Luftdruck, die also bereits vor 1884 veröffentlicht waren. Mittelwerte dieser Größe für verschiedene Breitengrade finden sich bei Ferrel: Meteorological Researches 1877 und 1880 und Hann: Handbuch der Klimatologie 1883, die den nicht auf Normalschwere reduzierten mittleren Luftdruck im Meeresniveau, den Delporte zu Grunde legt, am Aequator zu 760,0 mm und in 10° Südbreite zu 761,0 mm angeben.

Statt dieses reichhaltige Material zu benutzen, das einen richtigen Wert ergeben hätte, hat Delporte die Zahl 758 mm aus dem Werke von Valérius „Les phénomènes de la nature“ entnommen, das in Brüssel im Jahre — 1859 er-

1) Ich zitiere nach W. Jordan: Handbuch der Vermessungskunde Bd. II 5. Aufl. 1897.

2) Die meteorologischen Beobachtungen der Güßfeldtschen Loango-Expedition. Bearbeitet von A. von Danckelman. Leipzig 1878.

3) Mémoire sur les observations météorologiques faites à Vivi (Congo inférieur), par A. von Danckelman, Berlin 1884. Publication de l'association internationale du Congo.

schienen ist. Angesichts der Tatsache, daß Delporte seine 1889 erschienene Tafel auf klimatologische Angaben von 1859 aufgebaut, und daß er somit die große Entwickelung der Klimatologie zwischen diesen Jahren einfach vernachlässigt hat, fragt man sich, ob denn Herr v. D. mit seiner Bemerkung über die Delportesche Schrift wirklich so Unrecht hat, wie Herr Lemaire es hinstellt [1]). Jedenfalls hat Delporte seine Studien nicht in der Weise vertieft, wie man es von dem Verfasser eines Leitfadens der Astronomie und Kartographie für Forschungsreisende in Afrika erwarten muß. Die Behauptung des Herrn Lemaire aber, daß es zur Zeit, als Delporte seine Tafel berechnete, keine besseren Daten als 758 mm für den mittleren Luftdruck im Meeresniveau unter den Tropen gegeben hätte, läßt sich nur durch einen Mangel an Kenntnissen erklären, der sein Unterfangen, Herrn v. D. zurechtweisen zu wollen, in sonderbarem Lichte erscheinen läßt.

Wie Herr Lemaire selbst zugibt (M. s. 16. S. 22), hat er die Höhenzahlen, die in den ersten 15 Heften seines Werkes und auf einem Teil der Karten enthalten sind, in Afrika mit Hilfe der fehlerhaften Tafeln von Delporte berechnet, ohne sie nach seiner Rückkehr einer Nachprüfung zu unterziehen. Die an den Verfasser eines wissenschaftlichen Werkes, das noch dazu den Anspruch erhebt, für die Kartographie des Kongostaates von grundlegender Bedeutung zu sein, in erster Linie zu stellende Anforderung, daß er seine Hilfsmittel und die benutzten Quellen einer eingehenden Untersuchung unterwirft und seine Arbeit auf verläßliche Grundlagen stellt, hat Herr Lemaire demnach nicht erfüllt, obgleich er selbst diese Anforderung als selbstverständlich hinstellt. Er sagt nämlich wörtlich (M. s. 16. S. 35): Es versteht sich von selbst, daß der Forscher nach Rückkehr von der Reise nicht verfehlen wird, seine Rechnungen wieder vorzunehmen, indem er diesmal Beobachtungen, die an der Meeresküste oder auf Stationen, deren Höhenlage genau bekannt ist, von anderen Beobachtern angestellt sind, und die ihm im Verlauf seiner eigenen Reise nicht zugänglich waren, in den Kreis seiner Betrachtungen zieht.“ Trotzdem hat es erst des von ihm so scharf kritisierten Briefes des Herrn v. D. bedurft, um Herrn Lemaire zu dieser selbstverständlichen Wiederaufnahme seiner Rechnungen und der nachträglichen Berichtigung der schon publizierten Höhenwerte zu veranlassen.

Um die Richtigkeit seiner Höhenzahlen zu erweisen, berechnete sie Herr Lemaire außer mit Hilfe der verbesserten Delporteschen Tafel noch nach 4 verschiedenen Umformungen, die der Laplaceschen Formel von verschiedenen Autoren gegeben worden sind, mit dem vorauszusehenden Ergebnis, daß die ge-

1) Die Zahl 758 mm ist übrigens auch der von Ferrel und Hann angenommene mittlere Druck am Aequator, aber reduziert auf Normalschwere. Aus den von Lemaire M. s. 16 abgedruckten Sätzen (das Werk von Valérius selbst ist mir nicht zugänglich gewesen) geht nicht hervor, ob Valérius den auf 45° reduzierten oder den unreduzierten Druck zu 758 mm ansetzt. Im ersteren Falle würde sein Wert mit dem jetzt angenommenen übereinstimmen, dann hätte aber Delporte den schlimmeren Fehler begangen, an der unteren Station den auf Normalschwere reduzierten Druck einzusetzen, während er auf der oberen Station den nicht reduzierten Druck benutzt.

fundenen Werte bis auf wenige Meter untereinander übereinstimmen. Dies von Herrn Lemaire als bemerkenswert hervorgehobene Resultat beweist aber nicht die Richtigkeit der gefundenen Höhen, sondern nur die längst bekannte und keines weiteren Beweises bedürftige Tatsache, daß alle Modifikationen der Laplaceschen Höhenformel und die in den Tafeln der rohen Meereshöhen gemachten Vernachlässigungen auf das Resultat nur einen verschwindenden Einfluß ausüben. Es scheint Herrn Lemaire nicht bekannt zu sein, daß nicht diese kleinen Vernachlässigungen in der benutzten Formel die Unsicherheit des barometrischen Nivellements hervorrufen, sondern die Unkenntnis der richtigen in die Formel einzusetzenden Werte von Luftdruck und Lufttemperatur.

Es erscheint trivial, überhaupt noch darauf hinzuweisen, daß erstens die Neigung der Flächen gleichen Druckes, besonders wenn die obere Station im Innern des afrikanischen Festlandes und die untere an seinen Küsten liegt, und zweitens der Unterschied zwischen wahrer und beobachteter Lufttemperatur ganz bedeutende, viele Dekameter betragende Fehler erzeugen kann. Trotzdem ist dieser Hinweis notwendig, da Herr Lemaire diese hauptsächlichsten Fehlerquellen der barometrischen Höhenmessung gar nicht zu kennen scheint; denn er erwähnt sie nicht einmal, geschweige, daß er den Versuch macht, sie zu eliminieren. Daher können die von ihm gefundenen Höhenzahlen, obwohl sie unter einander übereinstimmen, doch sehr fehlerhaft sein, da sie eben alle in gleicher Weise mit diesen Fehlern behaftet sind. Beispiele dafür werden wir noch kennen lernen.

Auch die Vorschriften zur Ausführung der barometrischen Höhenmessung, mit denen Herr Lemaire seine Abhandlung schließt, nehmen auf die mögliche Eliminierung dieser Fehlerquellen bei einer späteren sorgfältigen Bearbeitung keine Rücksicht und beschränken sich auf die Beobachtungen, die der Reisende machen muß, um nur eine ganz rohe Annäherung der Höhe gleich an Ort und Stelle finden zu können. Da die mögliche Erhöhung der Genauigkeit bei späterer fachkundiger Bearbeitung nicht unbedeutend ist, so werden Reisende, die den Wunsch haben, für die Kartographie möglichst genaue Höhenzahlen zu liefern, gut tun, die Lemaireschen Vorschriften nicht zu benutzen, sondern sich an die gewöhnlichen früheren Angaben zu halten, die an ihre Zeit und Arbeitskraft außerdem nur verschwindend geringe Mehrforderungen stellen. Genaueres hierüber findet man im Kapitel 32.

Nach Abweisung der Angriffe des Herrn Lemaire können wir uns nun unsern Hauptaufgaben zuwenden, der Ableitung des wahrscheinlichsten Wertes der Seehöhe des Tanganjika aus den von Maurer in D. ü. m. B. XI veröffentlichten Beobachtungen aus Udjidji und der Ermittelung der Gründe für die großen Differenzen der von verschiedenen Reisenden an denselben Orten gefundenen Höhen. Daran wird sich dann die Berechnung der Höhenbestimmungen der Pendel-Expedition anschließen.

10. Gewinnung des Tagesmittels aus den Terminbeobachtungen.

Zur Ableitung des Tagesmittels der meteorologischen Elemente aus den drei Terminbeobachtungen um 7a, 2p und 9p sind verschiedene Formeln vorgeschlagen

worden. Es fragt sich, welche von ihnen für die Beobachtungen aus Ostafrika die beste ist.

Nach einer gütigen schriftlichen Mitteilung hat Herr Dr. Maurer für Daressalam die folgenden Beziehungen bewährt gefunden zur Berechnung des Tagesmittels von Luftdruck und Feuchtigkeit:

$$I = {}^1/_3\,(7a + 2p + 9p)$$

und zur Berechnung des Tagesmittels der Temperatur:

$$II = {}^1/_4\,(7a + 2p + 2 \times 9p).$$

Da es mir nicht ohne Bedenken erschien, zu den Höhenbestimmungen Werte der Tagesmittel heranzuziehen, die aus verschiedenen Formeln hergeleitet sind, prüfte ich, ob das Temperaturmittel nicht auch ebensogut nach Formel I als nach Formel II berechnet werden könne, wozu sich genügendes Material in den Veröffentlichungen von Maurer (D. ü. m. B. X) findet.

Bezeichnet M das wirkliche Tagesmittel eines Monats, das von Maurer aus den stündlichen Ablesungen der Thermographenstreifen ermittelt worden ist, I und II die nach den obigen Formeln berechneten Mittelwerte der monatlichen Tagestemperatur, so findet man folgende Fehler der Formeln.

Tabelle 1. Unterschied des wahren Monatsmittels und der nach den Formeln I u. II berechneten Mittel.

1	2		3		4			5		
Mittel aus den Jahren 1897, 98 und 99	Daressalam[1])		Kwei[1])		Tosamaganga			Kiboscho		
	M—I	M—II	M—I	M—II		M—I	M—II		M—I	M—II
	°	°	°	°		°	°		°	°
Januar	—0.1	+0.1	0.0	+4.0	1898 Juli	—0.5	+0.1	1899 April	—0.3	+0.1
Februar	—0.1	+0.1	+0.2	+0.6	August	—0.5	0.0	Mai	—0.1	0.0
März	0.0	+0.1	+0.1	+0.5	September	—0.4	+0.1	Juni	—0.3	—0.1
April	0.0	+0.1	+0.1	+0.3	Oktober	—0.3	+0.2	Juli	—0.2	0.0
Mai	—0.2	0.0	—0.2	0.0	November	—0.6	—0.1	August	0.0	+0.1
Juni	—0.2	+0.1	—0.1	+0.1	Dezember	—0.5	—0.1	September	0.0	+0.2
Juli	—0.1	+0.1	—0.2	0.0	1899 Januar	0.0	+0.3	Oktober	—0.2	+0.1
August	—0.1	+0.2	0.0	+0.3	Februar	—0.2	+0.2	November	+0.1	+0.5
September	+0.1	+0.2	0.0	+0.4	März	—0.4	0.0	Dezember	+0.1	+0.5
Oktober	—0.1	+0.1	0.0	+0.4	April	—0.4	+0.1	1900 Januar	+0.1	+0.5
November	—0.1	0.0	—0.2	+0.3	Mai	—0.3	+0.2	Februar	+0.2	+0.6
Dezember	—0.2	0.0	—0.2	+0.2	Juni	—0.4	+0.2	März	+0.2	+0.5
Jahr	—0.09	+0.09	—0.04	+0.29	Jahr	—0.36	+0.10	Jahr	—0.03	+0.25

1) Die in D. ü. m. B. X nicht veröffentlichten Beobachtungen der letzten Monate des Jahres 1899 sind mir in zuvorkommendster Weise von Herrn Dr. Maurer handschriftlich zur Verfügung gestellt worden.

Man erkennt aus Tabelle 1, daß im allgemeinen die Abweichungen sehr gering sind, und daß Formel I ein wenig zu große, Formel II ein wenig zu kleine Resultate liefert. Je nach der Jahreszeit und dem Charakter des Jahres, ob feuchtes oder trockenes, gibt bald I, bald II die größere Annäherung an die richtigen Mittelwerte. Für den uns beschäftigenden Zweck sind beide Formeln in gleicher Weise brauchbar.[1]) Daher soll der Bequemlichkeit und Gleichförmigkeit halber Formel I auch zur Berechnung der Temperaturmittel, ebenso wie der Luftdruck- und Feuchtigkeitsmittel verwendet werden. Die Zulässigkeit dieser Formel bei den Höhenberechnungen werden wir auch später noch bestätigt finden.

11. Korrektionen der Instrumente der meteorologischen Stationen im Innern Deutsch-Ostafrikas.

Die in D. ü. m. B. X u. XI enthaltenen Beobachtungen bedürfen teilweise noch kleiner Korrektionen, die von der Pendel-Expedition ermittelt worden sind. Alle Instrumente der meteorologischen Stationen sind, bevor sie ins Innere geschickt wurden, von Herrn Dr. Maurer in Daressalam mit den dortigen Instrumenten verglichen worden, die selbst an den Normal-Instrumenten der Deutschen Seewarte und der Physikalisch-technischen Reichs-Anstalt geprüft worden waren. Die Temperaturangaben, bei denen es auf große Genauigkeit sowieso nicht ankommt, können daher ohne weiteres als zuverlässig angesehen werden; nicht so aber die Stände der Gefäßbarometer, da diese Instrumente ihren Nullpunkt beim Transport von Daressalam ins Innere geändert haben können. Wir haben daher, wie schon im ersten Teil dieser Arbeit berichtet worden ist, gelegentlich unseres Aufenthaltes auf den mit Quecksilber-Barometern ausgerüsteten Stationen diese Barometer mit den Siedethermometern der Expedition mehrfach verglichen. Nach dem, was oben in Kap. 8 über die Genauigkeit der Bestimmung des Luftdrucks mittels der Siedethermometer der Expedition gesagt worden ist, darf man annehmen, daß die Standkorrektionen der Quecksilber-Barometer so genau ermittelt worden sind, als dies ohne Berücksichtigung der wechselnden Kapillardepression überhaupt möglich ist.

Das Gefäßbarometer Hechelmann 2386, das sich in Tabora befindet, erfordert danach die aus 10 Vergleichungen hervorgehende Korrektion + 3.6 mm. Da Herr Dr. Maurer die Korrektion + 3.8 mm angewendet hat, so ist an den Luftdruckwerten von Tabora in D. ü. m. B. X und XI noch die Standkorrektion − 0.2 mm anzubringen und in den folgenden Untersuchungen von mir auch angebracht worden.

In Kwei wurde 1900 April 17 aus 3 Beobachtungen die Standkorrektion des dortigen Gefäßbarometers Fueß 1313 zu − 0.1 mm ermittelt, während Herr

---

1) Als genaueste, für Ostafrika allgemein gültige Formel würde sich aus Tabelle 1 ergeben:

$$\text{Mittel} = {}^1/_7\,(2 \times 7a + 2 \times 2p + 3 \times 9p),$$

die aber unbequem zu berechnen ist.

Dr. Maurer die Korrektion −0.8 mm angebracht hat. Diejenigen Luftdruckzahlen von Kwei in D. ü. m. B. X und XI, die auf den Angaben dieses Instrumentes beruhen, sind daher um +0.7 mm zu korrigieren. Nach den Bemerkungen in D. ü. m. B. X S. 35 ist dies erst von Februar 1899 ab der Fall; vorher diente allein der mehrfach durch Siedethermometer kontrollierte Barograph als Luftdruckinstrument. In der Zeit seit der letzten derartigen Kontrolle im März 1898 durch Herrn Dr. Maurer bis zum Februar 1899 mußte ein gleichförmiges Anwachsen der noch anzubringenden Korrektion von 0 bis auf +0.7 mm angenommen werden. Diese Verbesserungen sind im folgenden berücksichtigt worden; vor März 1898 wurden die in D. ü. m. B. X mitgeteilten Werte beibehalten.

Das Stations-Barometer von Udjidji ist nach dem Fortgange von Ramsay nur ganz vorübergehend in Tätigkeit gewesen, bis es, wie schon erwähnt, unbrauchbar wurde. Es war ziemlich ungeschützt in der Messe aufgehängt, wo am 25 Mai 1899 die Katastrophe eintrat, die dem Vernehmen nach durch einen Papagei, der das Instrument als Schaukel benutzte, herbeigeführt worden ist. Dabei drang Luft in das Rohr ein und machte das Instrument unbrauchbar. Der erst nach diesem Ereignis in Udjidji eintreffenden Pendel-Expedition war es nicht möglich, die Standkorrektion zu bestimmen, die das Barometer zur Zeit der Beobachtungen Ramsays gehabt hat. Die von Maurer mitgeteilten Luftdruckwerte müssen daher zunächst als richtig angenommen werden. In Kap. 30 wird jedoch gezeigt werden, daß sie noch einer nicht unbeträchtlichen Korrektion bedürfen.

Die Korrektion des Barometers von Langenburg ist bereits früher veröffentlicht worden (s. S, 15 Anm. 3).

12. Der Dunstdruck in Udjidji und im Innern Ostafrikas überhaupt.

Beobachtungen des Dunstdrucks, dessen Kenntnis zu den barometrischen Höhenbestimmungen erforderlich ist, liegen aus Udjidji leider nicht vor. Da sein Einfluß auf die errechneten Höhen aber nur sehr gering ist, so genügen rohe Mittelwerte für den vorliegenden Zweck. Auf den Hochebenen des inneren Deutsch-Ostafrika sind längere Reihen solcher Beobachtungen in Tabora in den Jahren 1894, 95 und 99 und Mpapua in den Jahren 1898 und 99 gemacht. Wegen der Höhendifferenz dieser beiden Orte sind die Beobachtungen nicht unmittelbar mit einander vergleichbar; aber die Formel von Hann über die Abhängigkeit des Dunstdrucks von der Höhe

$$e'' = e' \cdot 10^{-\frac{h}{c}}$$

gibt ein Mittel an die Hand, die Beobachtungen von Mpapua auf die Höhe von Tabora zu reduzieren.

Die Konstante c wurde dabei zu 7040 m angenommen. Dieser Wert, den Großmann aus den Beobachtungen von Hans Meyer am Kilimandjaro berechnet

hat[1]), dürfte zur Zeit für Ostafrika die meiste Geltung beanspruchen, da er aus sehr großen Höhendifferenzen abgeleitet ist. Die Höhe von Mpapua ist zu 1030 m, die von Tabora zu 1230 m angenommen worden. Damit war

$$e_T = e_{Mp} \cdot 10^{\frac{h_{Mp} - h_T}{c}} = 0.94\ e_{Mp}.$$

In Tabelle 2 sind die hiernach reduzierten mittleren Werte des in Mpapua beobachteten Dunstdrucks in Spalte 3 aufgeführt. In Spalte 4 sind auch noch die gelegentlichen Messungen der Pendel-Expedition an verschiedenen Orten der zentralen Plateaus mitgeteilt.

Tabelle 2. Dunstdruck auf den zentralen Hochebenen Ostafrikas.

1	2	3	4	5	6
Monat	Tabora Mittel aus 1894, 95 u. 99	Mpapua Mittel aus 1898 und 99 auf die Höhe 1230 m reduziert	Pendel-Expedition	e_T	e_U
Januar	14.7 mm	14.8 mm	12.9 mm	15.2 mm	17.2 mm
Februar	14.8		14.2	15.1	17.1
März	15.1		13.6	15.0	17.0
April	14.5		15.5	14.5	16.4
Mai	12.3	11.4		12.2	13.8
Juni	10.3	9.1	8.6	9.9	11.2
Juli	9.4	10.2		9.7	11.0
August	10.8		11.4	10.6	12.0
September	13.0	9.9	10.2	12.5	14.2
Oktober	13.7	16.2	15.6	14.4	16.0
November	14.0	16.9	12.8	14.9	16.8
Dezember	15.5	15.0	13.1	15.2	17.2
Jahr				13.1	14.8

Man ersieht aus der Tabelle, daß sowohl der jährliche Gang als auch die Größe des Dunstdrucks aus den Beobachtungen in Tabora und Mpapua nahezu übereinstimmend hervorgehen, und daß sich auch die an verschiedenen Orten angestellten Beobachtungen der Pendel-Expedition diesen Werten gut anschließen. Daraus darf geschlossen werden, daß sie für die vorliegende Untersuchung hinreichend genau für alle Teile der zentralen Hochebenen als gültig angesehen werden können. Daher wurden die Zahlen von Tabora und Mpapua durch eine zwanglose einfache Kurve ausgeglichen, die die in Spalte 5 von Tabelle 2 angegebenen Mittelwerte des Dunstdrucks, gültig für die Höhe von Tabora (1230 m), ergab. Hieraus wurde dann der Dunstdruck von Udjidji nach der Hannschen Formel

$$e_U = e_T \cdot 10^{\frac{h_T - h_U}{c}} = 1.13\ e_T$$

abgeleitet; die gefundenen Werte, die in den folgenden Untersuchungen benutzt worden sind, stehen in Tabelle 2 in Spalte 6.

1) Mittheilungen aus den Deutschen Schutzgebieten Bd. XII S. 143. 1899.

Tabelle 3. Ausgangswerte der meteorologischen Elemente und Differenzialquotienten.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Höhendifferenz		Ausgangswerte						Differenzialquotienten			
untere Station	obere Station	t	e	b_u	b_o	mittleres $h_o - h_u$	mittleres h	T	E	B_u	B_o
		°									
Daressalam	Kwei	+ 21.0	15 mm	759.1 mm	629.0 mm	1636 m	1649 m	+ 5.6	+ 0.9	+ 11.5	— 13.8
Daressalam	Ssangerawe	+ 23.0	16.5	759.0	667.0	1132	1146	+ 3.8	+ 0.6	+ 11.6	— 13.1
Mombasa und Kismayu	Kibwezi	+ 24.2	20	758.1	684.5	900	918	+ 3.0	+ 0.5	+ 11.6	— 12.9
Bagamojo	wiss. Stat. Marangu	+ 21.0	16	758.7	632.3	1586	1604	+ 5.4	+ 0.8	+ 11.5	— 13.8
Daressalam	Kilossa	+ 25.0	17	759.0	717.2	500	513	+ 1.7	+ 0.2	+ 11.6	— 12.3
Kismayu	Namirembe	+ 23.0	19	757.9	662.9	1175	1193	+ 4.0	+ 0.6	+ 11.6	— 13.2
Daressalam	Tabora	+ 24.3	16	760.2	660.1	1243	1256	+ 4.2	+ 0.7	+ 11.6	— 13.3
Daressalam	Udjidji	+ 24.0	17	759.0	690.0	838	790	+ 2.8	+ 0.4	+ 11.6	— 12.8
Lindi (Rosahöhe)	Lofoi	+ 23.8	15.5	754.9	684.1	865	947	+ 2.9	+ 0.5	+ 11.6	— 12.8
Lindi (Rosahöhe)	Langenburg	+ 24.1	18	753.0	718.5	413	491	+ 1.4	+ 0.2	+ 11.7	— 12.2
Mohorro	Langenburg	+ 24.4	19	758.7	718.5	480	491	+ 1.4	+ 0.2	+ 11.6	— 12.2
Lindi (Rosahöhe)	Fort Johnston	+ 24.5	17	753.4	719.0	412	487	+ 1.4	+ 0.2	+ 11.6	— 12.2
Ssangerawe	Kwei	+ 18.0	11.5	667.0	629.0	505	505	+ 1.7	+ 0.3	+ 12.9	— 13.7
Kibwezi	„	+ 19.4	14	684.5	628.8	736	736	+ 2.5	+ 0.4	+ 12.7	— 13.8
wiss. Stat. Marangu	„	+ 16.2	11	632.3	629.0	45	45	+ 0.2	0.0	+ 13.5	— 13.6
Kilossa	„	+ 20.3	13	717.2	628.8	1141	1141	+ 3.9	+ 0.6	+ 12.1	— 13.8
Namirembe	„	+ 17.9	12.5	662.9	629.0	452	452	+ 1.6	+ 0.3	+ 13.0	— 13.7
Tabora	„	+ 19.8	12	660.1	629.1	416	416	+ 1.4	+ 0.2	+ 13.1	— 13.8
Udjidji	„	+ 19.0	12	690.0	629.0	799	861	+ 2.7	+ 0.4	+ 12.5	— 13.7
Lofoi	„	+ 19.2	12	684.1	629.7	716	716	+ 2.4	+ 0.4	+ 12.6	— 13.7
Langenburg	„	+ 19.8	14	718.5	629.0	1152	1156	+ 3.9	+ 0.6	+ 12.1	— 13.8
Fort Johnston	„	+ 20.0	13	719.0	629.0	1158	1165	+ 3.9	+ 0.6	+ 12.1	— 13.8

Über die Quellen siehe Bemerkungen zu Tabelle 23 (Kap. 24). Wenn nichts bemerkt ist, so ist Maurer D. ü. m. B. X u. XI die Quelle.

13. Die zur Höhenberechnung benutzten Formeln und Konstanten.

Von der Erwägung ausgehend, daß es infolge der nicht zu vermeidenden tatsächlichen Unsicherheit des barometrischen Nivellements nicht auf die äußerste theoretisch erreichbare Genauigkeit ankommt, habe ich die mir am bequemsten erscheinende Form der Laplaceschen Gleichung, nämlich die von Jordan[1]) angenommene, zu Grunde gelegt:

$$h_o - h_u = K \cdot c_\varphi \cdot c_t \cdot c_e \cdot \log \frac{b_u}{b_o},$$

worin der Index u die untere, o die obere Station, h die barometrisch gemessenen Höhen, b die auf 0° und Normalschwere reduzierten Barometerstände, t die beobachteten Lufttemperaturen, e den Dunstdruck und φ die mittlere Breite bezeichnen, und die Faktoren folgende Werte haben:

$$K = 18400$$

$$c_\varphi = (1 + 0.00265 \cos 2\varphi)\left(1 + \frac{h_o + h_u}{r}\right) \qquad r = \text{Erdradius}$$

$$c_t = 1 + 0.003665\, t \qquad t = \tfrac{1}{2}(t_o + t_u)$$

$$c_e = 1 + 0.378\, \frac{e}{b} \qquad e = \tfrac{1}{2}(e_o + e_u)$$

$$b = \tfrac{1}{2}(b_o + b_u)$$

Die Korrektionsfaktoren c_φ, c_t, c_e sind den Jordanschen Tafeln[2]) entnommen.

Nach dieser Formel ist jedoch nur je eine mittlere Höhe gerechnet worden, während die vielen Einzelhöhen durch ein differenzielles Verfahren daraus abgeleitet sind, auf das ich durch Großmanns Berechnung[3]) der Hans Meyerschen Höhenbeobachtungen aufmerksam gemacht wurde. Durch Differenziation obiger Formel findet man nämlich:

$$dh = T \cdot dt + E \cdot de + B_u \cdot db_u + B_o \cdot db_o,$$

worin die partiellen Differenzialquotienten folgende Werte haben:

$$T = K \cdot c_\varphi \cdot c_e \cdot \log \frac{b_u}{b_o} \cdot 0.003665$$

$$E = K \cdot c_\varphi \cdot c_t \cdot \frac{0.378}{b} \cdot \log \frac{b_u}{b_o}$$

$$B_u = K \cdot c_\varphi \cdot c_t \cdot c_e \cdot M \cdot \frac{1}{b_u}$$

$$B_o = -K \cdot c_\varphi \cdot c_t \cdot c_e \cdot M \cdot \frac{1}{b_o},$$

wo M den Modul der Briggischen Logarithmen bezeichnet. Zur Berechnung dieser Differenzialquotienten dienten dieselben mittleren Werte, mit denen auch

1) W. Jordan: Handbuch der Vermessungskunde Bd. II 5. Aufl. Stuttgart 1897.
2) W. Jordan: Handbuch der Vermessungskunde Bd. II 5. Aufl. Stuttgart 1897. Anhang.
3) Mittheilungen aus den Deutschen Schutzgebieten. Bd. XII S. 143. 1899.

die mittleren Höhen gerechnet worden sind. Sie sind in Tabelle 3 (s. S. 51) mitgeteilt.

In dieser Tabelle sind gleich die Konstanten aller derjenigen Höhenunterschiede aufgenommen worden, deren Berechnung sich im Laufe der Untersuchung als notwendig herausgestellt hat.

Tabelle 4. Angewandte Reduktionen auf den Meeres- und die Seespiegel.

1	2	3	4
Station	Reduktion auf		
	Meeresspiegel	Tanganjika-Spiegel	Njassa-Spiegel
Daressalam	13.5 m		
Mombasa und Kismayu	18		
Bagamojo	18		
Lindi (Rosahöhe)	82		
Mohorro	15		
Udjidji		61.5 m	
Langenburg			4 m
Fort Johnston			7

Bei der Berechnung der Einzelhöhen haben nicht die Höhendifferenzen $h_o - h_u$ selbst als mittlere Höhe gedient, sondern die in Spalte 8 aufgeführten Werte. Sie sind aus jenen entstanden, indem zu den Höhenunterschieden mit Stationen an der Küste die in Tabelle 4 enthaltenen Reduktionen auf den Meeresspiegel, zu denen mit Udjidji, Langenburg und Fort Johnston die Reduktionen auf den Spiegel des Tanganjika- bezw. Njassa-Sees hinzugefügt wurden. Demnach sind alle im folgenden mitgeteilten Höhendifferenzen gegen Küstenstationen als Höhen über dem Meeresspiegel anzusehen und die Höhenangaben für Udjidji, Langenburg und Fort Johnston beziehen sich nicht auf den Standort der Stations-Barometer, sondern auf den Tanganjika- und Njassa-See. An den anderen Stationen geben sie dagegen die Höhe des Standorts der Barometer an, in Kwei also die der Wohnräume des steinernen Wohnhauses, in Tabora die der alten Boma der Regierungs-Station u. s. w.

Die Höhendifferenz zwischen dem Tanganjika-Spiegel und dem Barometer in Udjidji ist von der Pendel-Expedition barometrisch und von Herrn Hauptmann Herrmann bei der Kiwu-Grenzregulierungs-Expedition trigonometrisch bestimmt worden. Bei der barometrischen Messung fand sich:

1	2	3	4
	Beob. Luftdruck auf 0°, Normalschwere und gleiche Zeit reduziert	Lufttemperatur	Dunstdruck
In Höhe des Stations-Barometers	686.4 mm	+ 27.2°	15 mm
1.5 m über dem Seespiegel	691.2	+ 27.0	—

Daraus ergibt sich ein Höhenunterschied von 63 m, während die trigonometrische Messung 60.5 m ergeben hat. Die Differenz rührt wohl hauptsächlich von dem verschiedenen Wasserstande des Sees her, da die Expedition während des niedrigsten Standes Udjidji passierte, während Herr Hauptmann Herrmann seine Messung bald nach der Regenzeit vorgenommen hat. Zur Höhenberechnung wurde, wie oben schon angegeben, der mittlere Wert 61,5 m verwendet.

Die Pendel-Expedition hat auch den Anschluß der neuen Boma in Tabora [1]) an den alten Standort des Barometers durch korrespondierende Luftdruckmessungen hergestellt. Die Angaben für die neue Boma beziehen sich auf das Erdgeschoß des damals zweistöckig geplanten und noch im Bau befindlichen Hauses in der Südostecke. Wir fanden:

1	2	3	4
	Beob. Luftdruck auf 0°, Normalschwere und gleiche Zeit reduziert	Lufttemperatur	Dunstdruck
Alte Boma	658.2 mm	—	—
Neue Boma	655.1	+ 22.4°	16 mm

und daraus die Höhe der neuen Boma über der alten = 41 m.

Die von Maurer mitgeteilten Beobachtungen, sowohl die Terminbeobachtungen wie die Aufzeichnungen der Registrierinstrumente, sind auf Ortszeit bezogen und daher haben die Beobachtungen auf den verschiedenen Stationen nicht gleichzeitig stattgefunden, wie es in der gemäßigten Zone von Beobachtungen, die zu einem barometrischen Nivellement dienen sollen, verlangt wird. Indessen erscheint es mir für das Tropenklima mit seiner eminenten Regelmäßigkeit im täglichen Verlauf der meteorologischen Elemente für die Höhenmessung wichtiger, daß die Beobachtungen denselben Phasen der täglichen Luftdruck- und Temperatur-Wellen entsprechen, als daß sie gleichzeitig gemacht werden. Dies wird aber gerade durch die Verwendung der überall zu derselben Ortszeit gemachten Ablesungen erreicht. Von einer Reduktion der in D. ü. m. B. X und XI gegebenen Beobachtungsdaten auf gleiche Zeiten ist daher abgesehen worden.

14. Die barometrische Höhe von Kwei.

Als ein besonders günstiger Umstand kommt uns zu statten, daß von dem hochgelegenen und verhältnismäßig küstennahen Kwei mehrere vollständige Jahresreihen von Beobachtungen vorhanden sind. Denn dadurch ist die Möglichkeit gegeben, die Innenstation, deren Höhe bestimmt werden soll, auf zwei sie der Höhenlage nach einschließende Basisstationen zu beziehen, wodurch ein Teil der Fehler der barometrischen Höhenmessung eliminiert wird. Da die Höhe von Kwei aber nicht hinreichend sicher ist, so muß sie selbst erst genauer bestimmt werden.

1) Die von früheren Reisenden vielfach als Absteigequartier benutzte Tembe Baccharin liegt in derselben Höhe, wie die alte Boma.

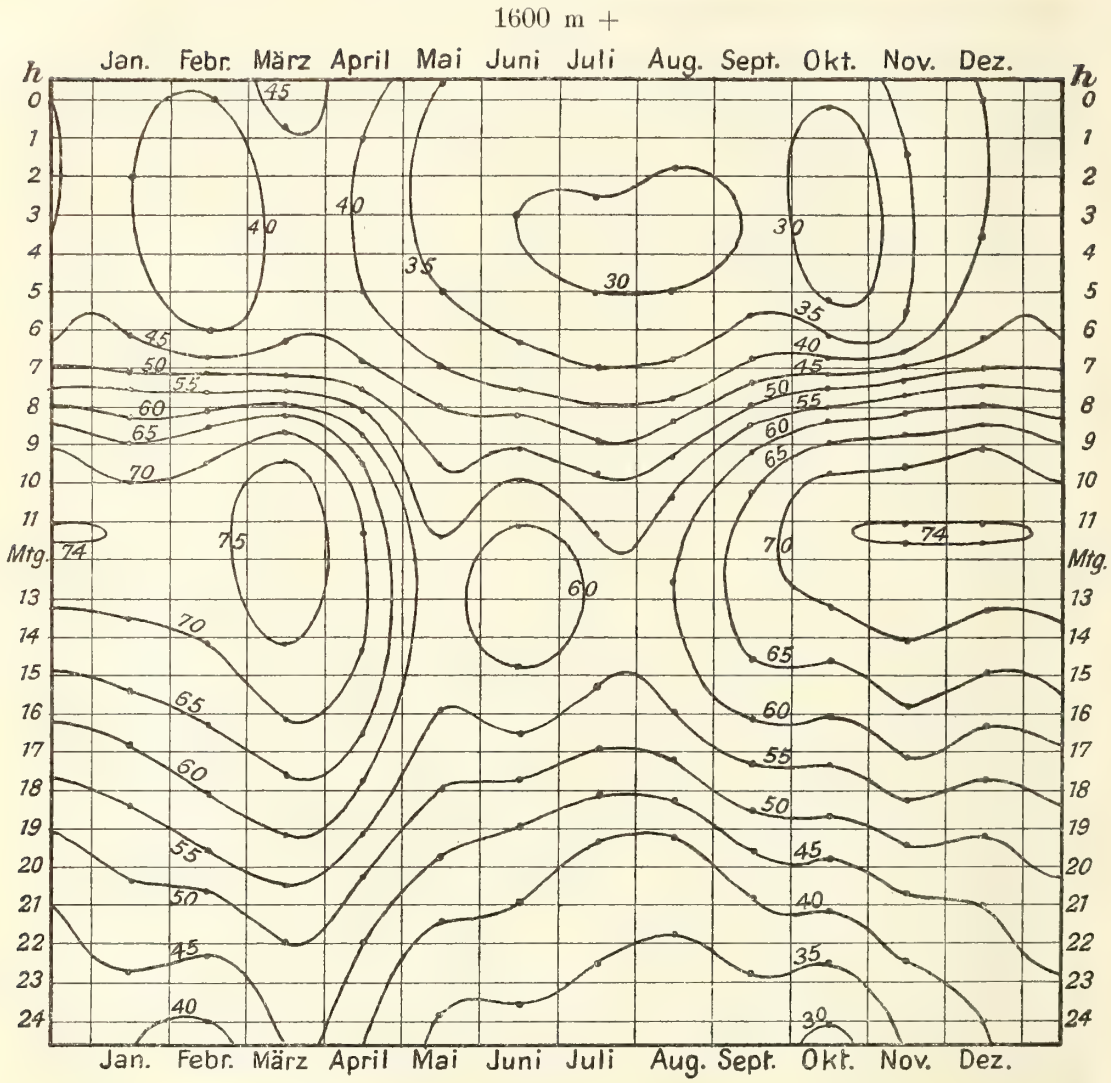
Tabelle 5. Barometrische Höhenunterschiede Kwei-Daressalam 1/3 (1897 + 98 + 99).

Meter.

Tagesstunde	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Septemb.	Oktober	Novemb.	Dezemb.	Jahr
1 a	1641	1640	1645	1640	1632	1633	1632	1630	1632	1630	1635	1638	1636
2	41	40	45	39	33	31	32	30	32	29	36	40	36
3	41	41	45	38	32	34	30	30	32	28	36	40	36
4	43	42	43	39	35	33	31	30	33	28	36	40	36
5	43	42	42	40	36	34	31	31	34	30	35	43	37
6	45	41	44	41	38	34	32	32	34	32	35	44	38
7	49	46	48	46	40	37	34	34	40	43	47	51	43
8	58	59	60	55	45	44	40	41	51	55	58	60	52
9	66	68	71	63	51	49	47	50	60	65	67	69	60
10	70	72	76	68	53	55	51	54	65	71	72	73	65
11	71	74	78	69	54	60	55	57	66	75	74	74	67
Mittag	73	73	78	70	56	61	58	59	68	72	73	72	68
1 p	71	72	76	68	57	62	58	60	68	69	70	70	67
2	67	70	75	68	58	62	57	58	64	66	69	68	65
3	66	69	75	68	56	61	56	57	64	65	67	66	64
4	65	67	72	67	56	58	54	56	61	62	67	62	62
5	61	64	70	64	53	55	49	50	57	60	62	58	59
6	58	62	64	60	49	49	45	47	52	55	57	54	54
7	52	58	61	55	47	45	41	41	49	49	51	50	50
8	50	52	56	50	43	42	40	38	42	44	47	47	46
9	48	48	51	47	43	41	39	35	41	41	43	45	44
10	49	47	50	46	40	39	36	35	37	37	42	43	42
11	46	45	48	43	36	36	34	33	35	33	38	42	39
Mncht.	43	40	46	41	34	34	34	31	34	30	37	39	37
Monatsmittel = M	1655	1656	1659	1654	1645	1645	1642	1642	1648	1649	1652	1654	1650

Zu diesem Zweck wurden die monatlichen Mittelwerte von Luftdruck und Temperatur in Daressalam und Kwei für jede Stunde des Tages während der drei Jahre 1897, 98 und 99 aus D. ü. m. B. X [1]) entnommen und nach Anbringung der auf Seite 49 erwähnten Korrektionen der Mittelwert aus den drei Jahren gebildet. Der Dunstdruck, der ja nur von sehr geringer Bedeutung für die Höhenbestimmung ist, wurde für jeden Monat konstant angenommen und aus den

1) Für die letzten Monate des Jahres 1899 aus handschriftlichen von Herrn Dr. Maurer gütigst zur Verfügung gestellten Tabellen.



Figur 2. Isoplethen des barometrischen Höhenunterschiedes Kwei-Daressalam.

Terminbeobachtungen auf einer jeden der beiden Stationen durch einfache Mittelbildung berechnet. Der dadurch erzeugte Höhenfehler beträgt höchstens 1 bis $1^1/_2$ m und verschwindet im Monatsmittel. Aus diesen Daten sind nach dem in Kapitel 13 geschilderten Differenzialverfahren die barometrischen Höhen von Kwei berechnet worden, die in Tabelle 5 (siehe Seite 55) zusammengestellt sind.

Eine graphische Darstellung dieser Zahlen zeigen die Kurven in Figur 1 (auf Tafel II), in der die täglichen Perioden eines jeden Monats dargestellt sind, und zweitens Figur 2 (s. oben), in der die Isoplethen der Höhe von Kwei von

5 zu 5 m ausgezogen sind. Die Tabelle 5 und noch besser die Figuren 1 und 2 zeigen die vollständige Gesetzmäßigkeit, mit der die Höhe nach Tages- und Jahreszeit variiert. Der Verlauf der jährlichen und täglichen Periode stimmt vollständig mit dem Verlauf dieser Perioden in Europa überein, die von Ramond, Plantamour, Bauernfeind und Rühlmann aufgefunden und namentlich von dem letzteren eingehend untersucht worden sind[1]). Auch die Amplitude, die im vorliegenden Falle 50 m beträgt, steht den in Europa beobachteten Schwankungen keineswegs nach.

Infolge der Konstatierung einer starken täglichen Periode gewinnt die Frage, ob sich das Monatsmittel durch eine einfache Formel aus den drei Terminbeobachtungen herleiten läßt, erhöhte Bedeutung. Die in der letzten Zeile von Tab. 5 stehenden wahren Monatsmittel (M) sind daher dazu benutzt worden, die nach den beiden Formeln

$$\mathrm{I} = {}^1/_3\ (7\mathrm{a} + 2\mathrm{p} + 9\mathrm{p})$$
$$\mathrm{II} = {}^1/_4\ (7\mathrm{a} + 2\mathrm{p} + 2 \times 9\mathrm{p})$$

berechneten Mittel zu prüfen. Tabelle 6 zeigt die Resultate dieser Vergleichung.

Tabelle 6. Fehler der nach I und II berechneten Monatsmittel der Höhe.

1 $^1/_3$ (1897 + 98 + 99)	2 M — I	3 M — II
Januar	0 m	+ 2 m
Februar	+ 1	+ 3
März	+ 1	+ 3
April	0	+ 1
Mai	— 2	— 1
Juni	— 1	0
Juli	— 1	0
August	0	+ 2
September	0	+ 2
Oktober	— 1	+ 1
November	— 1	+ 2
Dezember	— 1	+ 2
Jahr	— 0.4	+ 1.4

Beide Formeln sind hiernach brauchbar, die einfachere Formel I gibt aber etwas bessere Resultate. Man ist daher berechtigt, die nach I aus den Terminbeobachtungen berechneten Mittelwerte als wahre Tagesmittel der barometrischen Höhen anzusehen und zu benutzen.

Da der Breitenunterschied zwischen Kwei und Daressalam schon recht beträchtlich ist, und der Luftdruck im Meeresniveau mit der Breite sich ändert,

1) Rühlmann: Die barometrischen Höhenmessungen und ihre Bedeutung für die Physik der Atmosphäre. Leipzig 1870.

so ist es angezeigt, Tanga anstelle von Daressalam als Basisstation zu wählen, da es nahezu auf dem Breitenparallel von Kwei liegt. Aus dem von Maurer in D. ü. m. B. X u. XI mitgeteilten Material ergeben sich die in Tabelle 7 zusammengestellten Unterschiede der meteorologischen Elemente in Tanga und Daressalam in den Jahren 1897, 98 u. 99, sowie die daraus folgenden Korrektionen der Höhe von Kwei. Die anderen Spalten der Tabelle 7 finden später ihre Erklärung.

Tabelle 7. Unterschiede Tanga—Daressalam.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Monat	Luftdruck im Meeresniveau V_b	Temperatur V_t	Korrektion der Höhe von Kwei		Korrektion der Höhe von Tabora		Korrektion der Höhe von Udjidji	
			berechnet	ausgegl.	berechnet	ausgegl.	berechnet	ausgegl.
Januar	+ 0.2 mm	— 0.2	+ 2 m	+ 6 m	+ 2 m	+ 5 m	+ 2 m	+ 5 m
Februar	+ 0.4	0.0	+ 5	+ 5	+ 5	+ 4	+ 5	+ 4
März	+ 0.1	+ 1.2	+ 5	+ 4	+ 4	+ 3	+ 3	+ 3
April	+ 0.1	+ 1.0	+ 4	+ 2	+ 3	+ 2	+ 3	+ 1
Mai	— 0.1	+ 0.5	0	+ 1	0	+ 1	— 1	0
Juni	0.0	+ 1.1	+ 3	+ 1	+ 2	+ 1	+ 1	0
Juli	+ 0.1	+ 0.5	+ 3	+ 2	+ 2	+ 1	+ 2	+ 1
August	+ 0.1	+ 0.2	+ 2	+ 3	+ 2	+ 3	+ 2	+ 3
September	+ 0.3	+ 0.2	+ 4	+ 4	+ 4	+ 5	+ 4	+ 4
Oktober	+ 0.4	+ 0.5	+ 6	+ 6	+ 6	+ 6	+ 5	+ 6
November	+ 0.5	+ 0.3	+ 7	+ 7	+ 6	+ 7	+ 6	+ 6
Dezember	+ 0.6	0.0	+ 7	+ 7	+ 7	+ 6	+ 7	+ 6
Jahr	+ 0.2	+ 0.4	+ 4	+ 4	+ 3.5	+ 3.5	+ 3	+ 3

Werden die in der Spalte 5 der Tabelle 7 angegebenen Korrektionsgrößen zu den Zahlen der Tabelle 5 addiert, so erhält man die barometrischen Höhen von Kwei über dem Meeresspiegel bei Tanga d. h. in derselben Breite. Die Monatsmittel der Tabelle 5 sind daher durch die der Spalte 2 in Tabelle 8 zu ersetzen, die aus jenen durch Hinzufügung der Korrektion entstanden sind.

Diese Mittel werden sehr gut durch die Formel

(A) $$h = 1654 + 9.3 \sin (75.4^0 + x) \text{ m}^1)$$

dargestellt, wie die geringen Unterschiede zwischen den beobachteten und den aus der Formel berechneten Höhen, die in Tabelle 8 Spalte 3 im Sinne $B—R$ aufgenommen sind, und besonders die große Zahl der Zeichenwechsel (6 Wechsel und 5 Folgen) ausweisen. Die Formel A gibt demnach die besten aus dem

1) Für das Januarmittel ist $x = 15^0$, für das Februarmittel $= 45^0$ u. s. w. zu setzen.

Tabelle 8. Monatsmittel der barometrischen Höhe von Kwei über dem Meeresspiegel in 5° Südbreite.

1	2 h	3 $B-R$	1	2 h	3 $B-R$	1	2 h	3 $B-R$
Januar	1661 m	— 2 m	Mai	1646 m	— 3 m	September	1652 m	+ 3 m
Februar	61	— 1	Juni	46	0	Oktober	55	+ 1
März	63	+ 4	Juli	44	— 1	November	59	0
April	56	+ 2	August	45	— 1	Dezember	61	— 1

Jahr 1654 m

vorhandenen Material zu ziehenden Mittelwerte der barometrischen Meereshöhe von Kwei an. Werden damit die Resultate aus den einzelnen Monatsmitteln während der drei benutzten Jahre verglichen, so bekommt man die in Tabelle 9 zusammengestellten Unterschiede im Sinne $B-R$.

Tabelle 9. Abweichungen der Monatsmittel vom Mittelwert.

	1897	1898	1899
Januar	— 7 m	+ 3 m	0 m
Februar	+ 5	— 10	+ 1
März	+ 13	— 10	+ 13
April	+ 11	— 8	+ 2
Mai	+ 9	— 12	— 7
Juni	+ 7	— 8	+ 3
Juli	0	— 9	+ 6
August	— 2	— 5	+ 5
September	— 5	+ 2	+ 10
Oktober	— 3	0	+ 8
November	— 2	— 2	+ 7
Dezember	— 1	— 4	+ 5

Diese Tabelle zeigt, daß die zufälligen Fehler der barometrischen Höhenmessung nur gering sind. Der durchschnittliche Fehler eines Monatsmittels ist nur ± 5.7 m, der größte, überhaupt vorkommende Fehler 13 m, während die systematischen Fehler nach Ausweis von Tabelle 5 bis auf etwa 30 m steigen können. Durch die Berücksichtigung der täglichen und jährlichen Perioden gewinnt das barometrische Nivellement also auch in Afrika ganz bedeutend an Genauigkeit. Diese bei europäischen Messungen wohl allgemein als selbstverständlich geltende Tatsache schien mir doch der Hervorhebung wert, da ich mich nicht erinnere, in der geographischen Litteratur [1]) eine Anwendung davon bei der

1) Selbst in Neumayers Anleitung zu wissenschaftlichen Beobachtungen auf Reisen, 3. Aufl. fehlt ein Hinweis darauf.

Bearbeitung der in unbekannten Erdteilen vorgenommenen Höhenbestimmungen außer bei E. Wagner[1]) gefunden zu haben.

Des weiteren zeigt Tabelle 9, daß die zufälligen Fehler in Gruppen auftreten, z. B. sind sie von Februar bis Juni 97 positiv, bleiben dann bis Januar 1898 nahe bei Null, worauf bis August 1898 eine Periode starker negativer Fehler eintritt u. s. w. Es geht daraus hervor, daß die Abweichungen von der normalen Witterung, denen die Fehler ihre Entstehung verdanken, sich meist mehrere Monate hindurch erhalten.

Es erscheint auffällig, daß von Februar 1899 ab mit Ausnahme eines Monats die Abweichungen sämtlich positiv sind. Da nun gerade von diesem Monat ab die dauernde Kontrolle des Barographen durch das Quecksilber-Barometer begonnen hat, und daher dem Jahre 1899 ein größeres Gewicht zugeschrieben werden muß, so ist man berechtigt, das Jahresmittel der Höhe allein aus diesem Jahrgang abzuleiten, während man für die Periode das Resultat der drei Jahre beibehält. Die barometrische Höhe von Kwei wird dann dargestellt durch

$$(B) \qquad h = 1658 + 9.3 \sin (75.4^0 + x) \text{ m}.$$

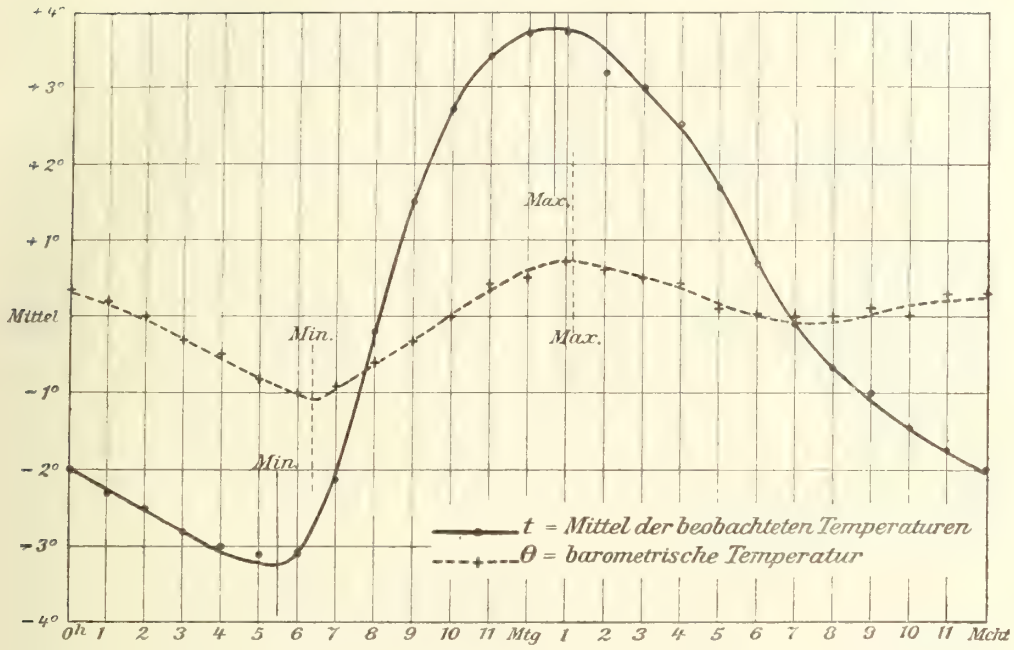
Die stärkeren negativen Abweichungen im Anfang des Jahres 1898 könnten dann zum Teil dadurch veranlaßt sein, daß bei der Kontrolle des Barographen im Februar 1898 ein Irrtum untergelaufen ist. Ich lasse es vorläufig dahingestellt, ob Gleichung A oder Gleichung B den Vorzug verdient.

Die Erklärung sowohl der täglichen, als auch der jährlichen Periode ist von Plantamour, Rühlmann und anderen darin gefunden worden, daß das Mittel der an den beiden Stationen beobachteten Lufttemperaturen nicht die mittlere Temperatur der zwischen beiden Stationen befindlichen Luftsäule anzeigt. Sie haben daher aus den Fehlern der barometrischen Höhen rückwärts diejenigen Temperaturen berechnet, die in die barometrische Formel hätten eingesetzt werden müssen, um die richtige Höhe zu ergeben. Diese Temperaturen sollen im folgenden „barometrische Temperaturen“ genannt werden, da der früher und namentlich auch von Rühlmann gebrauchte Name „wahre Lufttemperatur“ von Jordan[2]) als unkorrekt nachgewiesen worden ist.

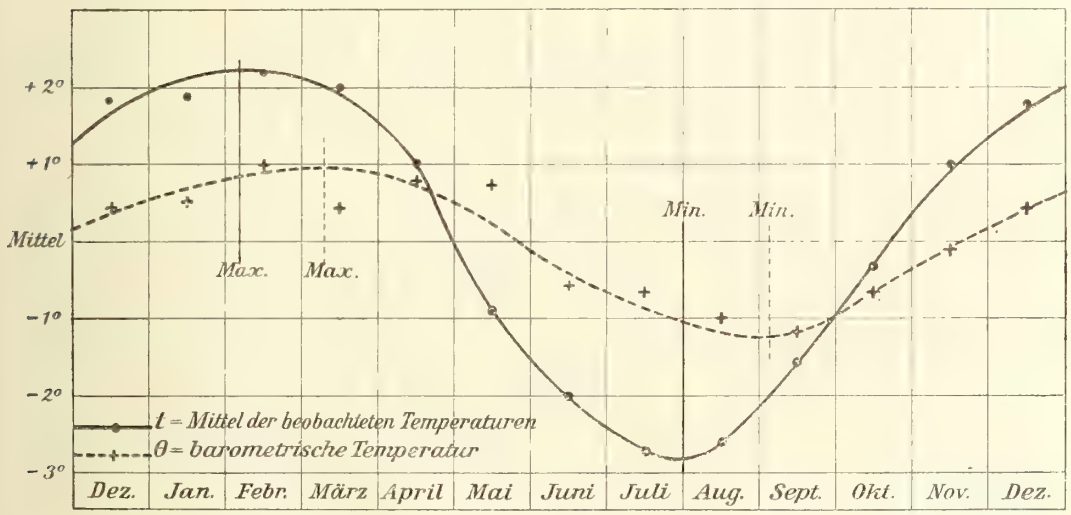
In derselben Weise habe ich auch aus den Abweichungen der barometrischen Einzelhöhen von Kwei von ihrem Jahresmittel Temperaturwerte ϑ berechnet und mit dem Mittel t der beobachteten Temperaturen zusammen in Fig. 3 und 4 zur graphischen Darstellung gebracht. Diese läßt erkennen erstens, daß die berechneten Temperaturen ϑ dieselben Perioden haben, wie die beobachteten t, nur mit einer zeitlichen Verspätung, die bei der täglichen Periode etwa $^3/_4$ Stunden, bei der jährlichen etwas über einen Monat beträgt, und zweitens, daß die Amplituden der ϑ kleiner sind, als die der beobachteten Temperaturen t. Bei der

1) In C. W. Werther: Die mittleren Hochländer des nördlichen Deutsch-Ostafrika. Wissenschaftliche Ergebnisse der Irangi-Expedition 1896—1897 nebst kurzer Reisebeschreibung. Berlin 1898. S. 116 u. f.

2) W. Jordan: Handbuch der Vermessungskunde Bd. II 5. Aufl. 1897. S. 611.



Figur 3. Täglicher Gang der Lufttemperatur zwischen Kwei und der Küste.



Figur 4. Jährlicher Gang der Lufttemperatur zwischen Kwei und der Küste.

täglichen Periode haben die t die Amplitude $6^0.9$, die θ dagegen nur $1^0.8$, bei der jährlichen Periode sind die entsprechenden Zahlen $5^0.0$ und $2^0.2$. Auch das kleine sekundäre Maximum in den Stunden um Mitternacht stimmt mit den Erscheinungen in Europa (nach Rühlmann) überein. Da diese Eigenschaften,

gleicher Verlauf der Perioden mit Verspätung und geringerer Amplitude, für die barometrischen Temperaturen charakteristisch sind, so haben wir auch die Werte θ als solche Temperaturen anzusehen. Die Perioden der Höhe von Kwei können daher vollständig und allein aus dem Unterschiede der barometrischen und der beobachteten Temperaturen erklärt werden. Daraus folgt aber weiter, daß ein mit der Jahreszeit wechselnder namhafter Luftdruck-Gradient zwischen Kwei und der Küste nicht besteht; und da es nach den wechselnden Winden nicht wahrscheinlich ist, daß ein konstanter Gradient vorhanden ist, so müssen wir schließen, daß das Jahresmittel der barometrischen Höhen gar nicht oder nur in verschwindendem Maße durch die unbekannte Neigung der Flächen gleichen Druckes zwischen der Küste und Kwei entstellt ist, oder mit anderen Worten, daß das Jahresmittel keiner wesentlichen Isobaren-Korrektion bedarf. Bei der nahezu 90 km betragenden Entfernung der Station Kwei von der Küste war dies nicht ohne weiteres vorauszusetzen. Für einzelne Monate werden wir später auch in der Tat kleine Gradienten finden, die aber auf das Resultat keinen wesentlichen Einfluß ausüben (s. Kap. 25).

Es ist nunmehr zu untersuchen, ob das Jahresmittel der barometrischen Höhe trotz des Fehlens einer Isobaren-Korrektion die wahre Höhe angibt, wie das in Europa bekanntlich mit sehr weitgehender Annäherung tatsächlich der Fall ist [1]). Der Unterschied zwischen barometrischer und beobachteter Temperatur entsteht durch die nicht gleichmäßige Abnahme der Temperatur mit der Höhe, durch Luftbewegungen in vertikaler Richtung sowie dadurch, daß die Thermometer an jeder der beiden Stationen sich in den dem Erdboden benachbarten Luftschichten befinden, deren Temperatur stark durch diejenige des Bodens und die Bodenstrahlung beeinflußt wird, während die barometrische Temperatur sich mehr derjenigen der freien Atmosphäre nähert. Daher ist in der gemäßigten Zone im Sommer, wenn der Boden stark erwärmt ist, und daher in den unteren Luftschichten eine schnellere Abnahme der Temperatur mit der Höhe statt hat, als in den oberen, die beobachtete Temperatur höher als die barometrische, im Winter dagegen infolge der stärkeren Abkühlung des Bodens und der häufigen Temperaturumkehrungen niedriger. Im Jahresmittel heben sich diese Einflüsse auf mit dem Erfolg, daß beobachtete und barometrische Temperatur gleich werden. In den Tropen dagegen fehlt die Ausgleichung durch den Winter mit seiner Schnee- und Eisdecke und starken Bodenabkühlung, sodaß hier auch im Jahresmittel die beobachtete Temperatur höher sein muß, als die barometrische. In der Tat geht auch aus den Messungen der Bodentemperatur durch Herrn Dr. Maurer in Daressalam (D. ü. m. B. XI) hervor, daß im Jahresmittel die Temperatur von Sandboden 2^0 bis 3^0, von Humusboden 1^0 über derjenigen der Luft liegt. Dieser, das ganze Jahr hindurch vorhandene Überschuß wirkt natürlich stärker auf die dem Boden benachbarten Schichten ein, als auf

1) Ein Beispiel siehe bei Liznar: Die barometrische Höhenmessung. Leipzig u. Wien 1904. S. 21 u. 22.

die höheren, und somit ist auch das Jahresmittel der beobachteten Temperaturen zu hoch, und die damit berechneten Höhen fallen zu groß aus.

15. Die barometrische Höhe von Ssangerawe.

Eine direkte Bestätigung der im vorhergehenden Kapitel entwickelten Ansicht ist mir durch die Liebenswürdigkeit des Herrn Landmessers Böhler ermöglicht worden, der mir die Beobachtungsdaten zur Verfügung gestellt hat, die von ihm zur Festlegung eines Höhen-Nullpunkts für die Vermessung von Ost-Usambara in den Jahren 1898 und 99 gesammelt worden sind. Herr Böhler hatte erstens zu diesem Zweck eine große Anzahl barometrischer Höhenbestimmungen des Hauptlagers Ssangerawe mit einem Quecksilber-Barometer gemacht, dessen Standfehler durch Vergleiche mit geprüften Siedethermometern sicher ermittelt war, und zweitens die Höhe des Mlinga-Gipfels über dem Meere durch direkte trigonometrische Messung ermittelt. Da Ssangerawe und Mlinga auch Punkte des sehr genauen Netzes trigonometrischer Höhen sind, mit dem Herr Böhler Ost-Usambara übersponnen hat, so ist ein Vergleich zwischen barometrischen und trigonometrischen Höhen möglich.

Da der Dunstdruck in Ssangerawe (e_s) nicht gemessen ist, so wurde er nach der Hannschen Formel (s. S. 49)

$$e_s = e_K \cdot 10^{\frac{h_K - h_S}{c}} = 1.18\, e_K$$

aus den Monatsmitteln des Dunstdrucks in Kwei (e_K) berechnet, wobei die Höhe von Ssangerawe vorläufig zu 1150 m angenommen wurde.

In bekannter Weise wurden nun aus den Beobachtungen in Ssangerawe und den gleichzeitigen Werten der meteorologischen Elemente in Daressalam die Höhenunterschiede berechnet, die ebenfalls eine tägliche und jährliche Periode aufwiesen. Da die Beobachtungen jedoch nicht zahlreich genug und nicht hinreichend gleichmäßig verteilt waren, um die Perioden daraus ableiten zu können, so wurden die für die Höhe von Kwei geltenden Abweichungen vom Mittel, multipliziert mit einem Reduktionsfaktor, auch für die Höhe von Ssangerawe als gültig angenommen. Dieser Faktor wurde für die tägliche Periode aus sämmtlichen Beobachtungen zu 0.6 ermittelt und damit die Beobachtungen auf die einzelnen Monatsmittel reduziert[1]). Beispielsweise wurde im Monat September folgendes gefunden.

---

1) Das Verhältnis der Höhen ist 0.7; doch schien es mir richtiger, statt dessen den aus den Beobachtungen abgeleiteten Faktor 0.6 beizubehalten, um keine andere Voraussetzung, als die der Proportionalität der Perioden zu machen.

1 1899 September 1 bis 24 Tageszeit	2 Berechnete Höhe	3 Reduktion der Höhe von Kwei auf das Monatsmittel nach Tabelle 5	4 0.6 × Reduktion	5 Monatsmittel der Höhe von Ssangerawe
7 a	1139 m	+ 8 m	+ 5 m	1144 m
2 p	1153	— 16	— 10	43
5 p	1148	— 9	— 5	43

Dieses Beispiel, das über die Hälfte aller Beobachtungen enthält, beweist durch die schöne Übereinstimmung der Resultate die Berechtigung des Verfahrens. Die auf Daressalam bezogenen Monatsmittel wurden durch Anbringung der Korrektionen aus Tabelle 7 auf Tanga als Basisstation reduziert, wodurch die Werte entstanden, die in der folgenden Zusammenstellung unter „berechnete Höhe“ in Spalte 2 stehen.

1 Jahr und Monat	2 berechnete Höhe	3 Reduktion der Höhe von Kwei auf das Jahresmittel nach Formel (A)	4 0.6 × Reduktion	5 Auf d. Jahresmittel reduz. Höhe von Ssangerawe	6 Anzahl der Beobachtungen	7 Gewicht
1899 Januar u. Februar	1154 m	— 9 m	— 5 m	1149 m	2	1
98 März u. April	53	— 4	— 2	51	24	3
98 Mai u. Juni	48	+ 6	+ 4	52	2	1
99 August u. September	47	+ 6	+ 4	51	78	6
98 September	46	+ 5	+ 3	49	1	1
98 Dezember	66	— 8	— 5	61	4	1

Aus denselben Gründen wie bei der täglichen Periode mußten auch hier die Abweichungen der einzelnen Monate vom Jahresmittel den entsprechenden der Höhe von Kwei, d. h. dem periodischen Teile der Formel (A) (s. S. 58) proportional angenommen werden. Als Reduktionsfaktor wurde derjenige der täglichen Periode beibehalten, da er sicherer erschien, als der aus den Monatsmitteln selbst abzuleitende. Die Übereinstimmung der auf das Jahresmittel reduzierten Höhen ist denn auch eine vollkommen befriedigende, zumal wenn man die geringe Anzahl der Beobachtungen in einzelnen Monaten in Betracht zieht. Das Mittel mit Berücksichtigung der in Spalte 7 stehenden Gewichte ergibt:

Jahresmittel der barometrischen Höhe von Ssangerawe = 1151 m.

Zur Kontrolle habe ich auch noch in derselben Weise den barometrischen Höhenunterschied Kwei—Ssangerawe bestimmt. Der Reduktionsfaktor der täglichen Periode betrug dabei 0.5 und die Fehlerquadrat-Summe ging durch Berücksichtigung dieser Periode von 6000 auf 3000 zurück, woraus die Notwendigkeit

dieser Reduktion klar hervorgeht. Der mittlere Fehler eines einzelnen Höhenunterschiedes ergibt sich zu ± 10 m. Die Monatsmittel haben folgende Werte.

1 Jahr und Monat	2 Monatsmittel	3 Anzahl der Beobachtungen
1899 Januar und Februar	508 m	2
98 März und April	498	24
98 Mai und Juni	497	2
99 August und September	508	78
98 September	517	1
98 Dezember	494	4

Diese Monatsmittel zeigen nicht die durch Formel (A) oder (B) dargestellte Periode, was eigentlich zu erwarten war, da in den Monatsmitteln des Höhenunterschiedes Ssangerawe—Tanga diese Periode mit verminderter Amplitude deutlich hervortrat. Dagegen haben sie einen ähnlichen Verlauf, wie die beobachteten Abweichungen der entsprechenden einzelnen Monatsmittel der Höhe von Kwei von ihrem Mittelwert. Beim Vergleich mit Tabelle 9 (S. 59) beachte man besonders die durch zahlreichere Beobachtungen ausgezeichneten Monate März und April, sowie August und September. Dies deutet darauf hin, daß die Abweichungen hauptsächlich lokalen, nur in Kwei wirksamen Ursachen ihre Entstehung verdanken, wie z. B. fehlerhafter Annahme der Barographen-Korrektionen, auf deren Möglichkeit schon oben S. 60 hingewiesen wurde. In der Tat, wären normale atmosphärische Zustände die Ursache dieser Abweichungen, so müßten auch die Höhenunterschiede Ssangerawe—Tanga davon beeinflußt sein, da Ssangerawe zwischen der Küste und Kwei und nicht weit von diesem Orte entfernt liegt; dies ist aber nicht der Fall, wie schon hervorgehoben wurde.

Aus dieser Tatsache ergibt sich zunächst, daß die Barographen-Beobachtungen und daher auch die Höhen von Kwei in den Jahren 1897 und 98 fehlerhaft oder wenigstens zweifelhaft sind, sodaß die Formel (B), deren Jahresmittel = 1658 m nur auf den Beobachtungen von 1899 beruht, zur Berechnung der barometrischen Höhen von Kwei vorzuziehen ist. Sodann folgt daraus, daß der Höhenunterschied Kwei—Ssangerawe nur unsicher zu bestimmen ist. Ich habe die Fehler ihrer Natur gemäß dadurch zu beseitigen versucht, daß ich zu den obigen Monatsmitteln des Höhenunterschiedes Kwei—Ssangerawe die Differenzen

„Formel (B) — beobachtetes Mittel der Höhe von Kwei“ [1])

der entsprechenden Monate hinzugefügt habe, wodurch die in der Spalte 2 des folgenden Täfelchens stehenden berechneten Höhen erlangt wurden. Die Reduk-

1) Diese Unterschiede sind gleich denen der Tabelle 9 (S. 59) mit entgegengesetztem Vorzeichen + 4 m.

tion auf das Jahresmittel wurde dem periodischen Teile von Formel (B) proportional angenommen und als Reduktionsfaktor der aus der täglichen Periode bestimmte = 0.5 beibehalten. Die Rechnung stellt sich danach folgendermaßen,

1 Jahr und Monat	2 berechnete Höhe	3 Reduktion der Höhe von Kwei auf d. Jahresmittel nach Formel (B)	4 0.5 × Reduktion	5 Auf d. Jahresmittel reduzierter Höhenunterschied Kwei—Ssangerawe	6 Anzahl der Beobachtungen	7 Gewicht
1899 Januar und Februar	512 m	— 9 m	— 4 m	508 m	2	1
98 März und April	511	— 4	— 2	509	24	3
98 Mai und Juni	511	+ 6	+ 3	514	2	1
99 August u. September	504	+ 6	+ 3	507	78	6
98 September	519	+ 5	+ 2	521	1	1
98 Dezember	502	— 8	— 4	498	4	1

Als Mittel mit Rücksicht auf die Gewichte findet sich:

Jahresmittel des barometrischen Höhenunterschiedes Kwei—Ssangerawe = 508 m.

Da die barometrische Höhe von Kwei 1658 m ist, wird die Höhe von Ssangerawe = 1150 m in sehr naher Übereinstimmung mit dem direkt berechneten Wert, der 1151 m ergeben hatte.

16. Die trigonometrische Höhe von Ssangerawe.

Die trigonometrische Höhenmessung ist von Herrn Böhler am 14. VII. 1899 um 3^h Vorm. auf dem höchsten Gipfel des Mlinga, einem Ost-Usambara vorgelagerten, isolierten Bergkegel, ausgeführt worden. Es wurde die Zenitdistanz z_0 des Blickfeuers des Leuchtturmes Ulenge bei Tanga gemessen, und $z_0 = 91^0\,26'\,19''$ gefunden. Die Höhe des Feuers über Mittelwasser beträgt 31 m, die Kippachsenhöhe 1,4 m und die Entfernung trigonometrischer Punkt Mlinga-Blickfeuer Ulenge 47332 m im Meeresniveau, was einem Zentriwinkel $\gamma = 1530''.8$ entspricht. Der Luftdruck war bei der Messung auf dem Mlinga = 675 mm, in Tanga = 762 mm [1]), die Temperatur auf dem Mlinga = $14^0.9$, in Tanga = $19^0.7$ [1]). Die Höhendifferenz Ssangerawe—Mlinga wurde durch die Ausgleichung des trigonometrischen Netzes zu 63 m bestimmt. Die ungefähre Höhe des Mlinga über dem Blickfeuer ist daher 1060 m. Nimmt man die Temperaturabnahme gleichförmig an, so betrug sie $0^0.45$ auf 100 m.

Die differenziellen Refraktions-Koeffizienten ($\varkappa$) wurden nach der Formel von Helmert (Die mathematischen und physikalischen Theorien der höheren Geodäsie

1) Nach den D. ü. m. B. X u. XI.

II S. 577) berechnet. Bezeichnet τ_u die Änderung der Temperatur bei 1 m Höhenzunahme in Tanga, τ_0 diejenige auf dem Mlinga, so ist

$$\text{in Tanga } \varkappa_u = 0.2013 + 5.96 \cdot \tau_u$$
$$\text{auf dem Mlinga } \varkappa_0 = 0.1847 + 5.45 \cdot \tau_0.$$

Daraus findet man unter Annahme gleichmäßiger Temperaturabnahme und eines mittleren Refraktions-Koeffizienten die Höhe des Instruments über dem Feuer zu 1042.4 m.

Es ist jedoch nicht wahrscheinlich, daß die Temperatur gleichförmig abgenommen hat, vielmehr ist die Abnahme unten vermutlich langsamer gewesen, oder hat sich in eine Zunahme umgekehrt, ist dann stärker geworden, um in der Nähe des Mlinga-Gipfels wieder geringer zu werden. Dementsprechend habe ich eine plausible Kurve[1]) mit der Höhe als Abscisse und der zugehörigen Temperaturänderung τ als Ordinate angenommen, von der die in der zweiten Spalte von Tabelle 10 aufgeführten Werte von τ abgelesen wurden. Um den Einfluß ver-

Tabelle 10. Hypothesen über die Temperaturänderung τ, die einer Höhenzunahme von 1 m entspricht.

1	2	3	4
Höhe	Mittlerer Verlauf von τ	Extremer Verlauf von τ	
		starke Umkehr in der Nähe des Erdbodens	starke Abnahme in der Nähe des Erdbodens
	0	0	0
0 m	+ 0.0100	+ 0.020	— 0.015
50	+ 0.0029	+ 0.013	— 0.010
150	— 0.0020	+ 0.004	— 0.006
250	— 0.0040	— 0.002	— 0.004
350	— 0.0055	— 0.0055	— 0.003
450	— 0.0062	— 0.008	— 0.003
550	— 0.0068	— 0.0095	— 0.003
650	— 0.0068	— 0.010	— 0.003
750	— 0.0068	— 0.010	— 0.003
850	— 0.0067	— 0.010	— 0.003
950	— 0.0055	— 0.0085	— 0.004
1020	— 0.0034	— 0.004	— 0.008
1045	— 0.0005		

schiedener Annahmen über die Temperaturverteilung zahlenmäßig festzustellen,

1) Die blätterige Struktur der Atmosphäre, die durch die neueren Ballon- und Drachen-Aufstiege nachgewiesen ist, war mir zur Zeit, als diese Berechnungen ausgeführt wurden, noch nicht bekannt.

wurden noch zwei extreme Annahmen über die Kurve der τ gemacht, einmal eine sehr bedeutende Umkehr in der Nähe des Bodens und dann eine stärkere Abnahme in den dem Boden benachbarten Schichten; die aus diesen Kurven sich ergebenden Werte sind in den beiden letzten Spalten von Tabelle 10 aufgeführt. Mit Hilfe der τ ließ sich zu jeder Höhe die zugehörige Lufttemperatur und der Luftdruck berechnen, aus denen wieder der differenzielle Refraktions-Koeffizient $\varkappa$ für jede Höhe nach der schon zitierten Helmertschen Formel hergeleitet wurde. Den Höhenunterschied selbst fand ich daraus mittels mechanischer Quadratur der beiden Formeln (siehe Helmert l. c. II S. 554 und 555)

$$dz = -(1-\varkappa)\cdot d\gamma \qquad dh = \rho\cdot \text{arc}\,1''\cdot\left(1+\frac{h}{\rho}\right)\cdot \text{ctg}\,z\cdot d\gamma,$$

wenn ρ den Krümmungshalbmesser bezeichnet. Da $d\gamma$ für die verschiedenen Höhen nicht konstant ist, so mußte durch Umkehrung der zweiten Formel zunächst eine Annäherung der einzelnen Werte von $d\gamma$ berechnet werden, die dann noch in gleichmäßiger Weise soweit abgeändert wurden, daß ihre Summe gleich dem Gesamt-Zentriwinkel $\gamma = 1530''.8$ wurde. Die kleinen Fehler in der Annahme von $d\gamma$, die dann noch übrig sind, haben keinen Einfluß auf das Resultat, da sie nur bewirken, daß die Kurve der τ ein klein wenig verzerrt wird, und kleine Änderungen dieser nur auf Hypothese beruhenden Werte gleichgültig sind. Mir scheint dieses Verfahren, den Lichtstrahl gewissermaßen Schrittchen für Schrittchen zu verfolgen, wenn es sich um die Gewinnung bestimmter zahlenmäßiger Resultate handelt, zuverlässiger als die Annahme eines mehr oder weniger einfachen mathematischen Gesetzes über die Gestalt der Lichtbahn. Die mechanische Integration führte zu den in Tabelle 11 mitgeteilten Ergebnissen.

Tabelle 11. Zenitdistanzen und Höhenunterschiede für die verschiedenen τ.

1		2	3	4
		Mittlerer Verlauf von τ	Extremer Verlauf von τ: starke Umkehr in der Nähe des Erdbodens	Extremer Verlauf von τ: starke Abnahme in der Nähe des Erdbodens
Zenitdistanz	Gemessener Ausgangswert auf dem Mlinga	91° 26′ 19″	91° 26′ 19″	91° 26′ 19″
	in 500 m Höhe	91 15 51	91 15 39	91 16 2
	Endwert am Feuer Ulenge	91 5 5	91 5 6	91 5 3
Höhenunterschied		1040.7 m	1038.8 m	1042.4 m

Einige der Zenitdistanzen sind in Tabelle 11 mit aufgeführt worden, um zu zeigen, wie der Lichtstrahl, der bei allen drei Hypothesen oben und unten die gleiche Richtung hat, doch in der Mitte sehr verschieden gekrümmt ist[1]).

1) Dadurch gewinnt diese Berechnung ein allgemeines Interesse, denn sie zeigt, daß durch die

Als wahrscheinlichsten Wert müssen wir nach dem vorstehenden 1041 m annehmen, womit die Höhe des Mlinga über dem Meere = 1071 m und die von Ssangerawe = 1134 m wird. Die sämtlichen Höhenzahlen auf der Böhlerschen Karte von Ost-Usambara [1]) sind demnach um 8 m zu verkleinern.

Da die beiden Stationen Mlinga und Ulenge ganz frei liegen, die eine auf einem isolierten Bergkegel, die andere auf einem vorspringenden Kap einer der flachen Küste vorgelagerten Insel, und somit der im Monat Juli stark wehende vom freien Ozean herkommende Südostpassat freien Zutritt hat, so dürften größere Ungleichheiten der Temperaturabnahme, als die in den Extremfällen angenommenen, wohl kaum vorhanden gewesen sein. Man wird daher den Fehler der Höhe infolge unregelmäßiger Refraktion mit ± 2 m nicht zu klein ansetzen, den Fehler der Zenitdistanz-Messung schätzt Herr Böhler auf ± 10″, was in Höhe ± 2.3 m ausmacht. Die Unsicherheit der Höhendifferenz Ssangerawe—Mlinga wird von Böhler auf der Karte von Ost-Usambara [1]) zu ± 0.5 m angegeben. Alles dies zusammen gibt für die trigonometrische Höhe von Ssangerawe einen Fehler von ± 5 m, in naher Übereinstimmung mit dem von Herrn Böhler a. a. O. angegebenen Wert. Wir finden daher:

Höhe von Ssangerawe

trigonometrisch 1134 m ± 5 m

barometrisch im Jahresmittel 1151 m.

Der Unterschied beider Werte von 17 m ist so groß, daß er als reell betrachtet werden muß, um so mehr, als die trigonometrische Höhe eher zu groß, als zu klein ist, denn wenn die beiden gemachten extremen Annahmen die wirkliche Verteilung der Temperaturänderung nicht einschließen sollten, so kann es nur in dem Sinne sein, daß die infolge der stärkeren nächtlichen Ausstrahlung des Bodens auftretende Umkehrschicht nicht mächtig genug angenommen worden ist, wodurch aber die berechnete Höhe zu groß ausgefallen sein muß.

Die oben auf S. 62 ausgesprochene Ansicht, daß in Ost-Afrika im Gegensatz zu der gemäßigten Zone selbst die Jahresmittel der barometrischen Höhen ein fehlerhaftes und zwar ein zu großes Resultat liefern, bestätigt sich also in vollkommener Weise. Damit ist auch nachgewiesen, daß selbst das Jahresmittel der beobachteten Temperaturen zu groß ist, und daß es einer Korrektion bedarf, wenn es zur barometrischen Höhenbestimmung verwandt werden soll. Dieses Ergebnis ist nun zur Bestimmung der Höhe von Kwei zu benutzen.

17. Die wahrscheinlichste Höhe von Kwei.

Nennen wir die Temperatur, die die richtige Höhe ergeben würde, barometrische Temperatur des Jahresmittels und bezeichnen sie mit θ^m, so ist $(\theta - t)^m$ die an das Jahresmittel der beobachteten Höhen t^m anzubringende Korrektion.

gleichzeitige Messung des Höhenwinkels in Ulenge keine größere Sicherheit gewonnen worden wäre, während die allgemeine Annahme dahin geht, daß gleichzeitige beiderseitige Messungen ein zuverlässigeres Resultat ergeben, als eine einseitige Messung.

1) Mittheilungen a. d. Deutschen Schutzgebieten Bd. XIV, Karte Nr. 1, 1901.

Die in Fig. 4 (S. 61) eingezeichnete Kurve der barometrischen Temperaturen ϑ ist also noch parallel zu sich selbst um den Betrag $(\vartheta - t)^m$ zu verschieben, wenn man die endgültigen barometrischen Temperaturen haben will. An eine einzelne beobachtete Temperatur t würden also drei Korrektionen anzubringen sein, wenn man die den richtigen Wert der Höhe ergebende barometrische Temperatur ϑ haben will, nämlich die Korrektion der täglichen Periode $(\vartheta - t)^d$ (Fig. 3), die der jährlichen Periode $(\vartheta - t)^j$ (Fig. 4) und die des Jahresmittels $(\vartheta - t)^m$, sodaß

$$\vartheta = t + (\vartheta - t)^d + (\vartheta - t)^j + (\vartheta - t)^m$$

ist. Die Gesamtkorrektion $(\vartheta - t)$ besteht also aus zwei periodischen und einem konstanten Teile.

In den barometrischen Höhen 1151 m für Ssangerawe, 1658 m für Kwei und 508 m für den Unterschied Kwei—Ssangerawe sind die periodischen Teile der Korrektion schon berücksichtigt, sodaß zur Eliminierung des konstanten Teiles die trigonometrisch bestimmte Höhe von Ssangerawe eine Handhabe bietet.

Wir setzen dazu die absolute barometrische Temperatur der absoluten beobachteten Temperatur proportional, sodaß

$$273^0 + \vartheta^m = d \cdot (273^0 + t^m)$$

ist, woraus

$$(\vartheta - t)^m = (d - 1) \cdot (273^0 + t^m)$$

hervorgeht oder, wenn $d - 1 = f$ gesetzt wird,

$$(\vartheta - t)^m = f \cdot (273^0 + t^m).$$

Der Faktor f wird im allgemeinen für verschiedene Stationen verschieden sein. Da aber die Lage von Kwei und Ssangerawe auf den hochplateauartigen Gebirgen von West- und Ost-Usambara einander ähnlich ist, und da die drei oben angeführten barometrischen Höhenunterschiede in sich nur um den Betrag von 1 m differieren, so wird man der Wahrheit wohl recht nahe kommen, wenn man f für diese Höhenunterschiede als gleich ansieht. Später werden wir für andere Stationen mit anderen klimatologischen Bedingungen wesentlich abweichende Werte von f finden (s. Kap. 27).

Nennen wir die wahre Höhe H, so wird also

(C) $$H = h + T \cdot f \cdot (273^0 + t^m),$$

wo T die Differenzialquotienten der Tabelle 3 (S. 51) bedeutet. Für das Mittel $^1/_2$ (Tanga + Ssangerawe) ist $t^m = 22.3^0$, und nach der trigonometrischen Bestimmung $H = 1134$ m, daher haben wir

$$1134 = 1151 + 3.8 \cdot f \cdot (273^0 + 22.3^0),$$

woraus

$$f = -0.01515$$

folgt. Für die andern beiden Höhenunterschiede finden wir mit diesem f folgendes:

	h	T	t^m	H
			°	
Kwei—Tanga	1658 m	5.6	21.5	1633 m
Kwei—Ssangerawe	508	1.7	17.7	501

Die Höhe von Kwei wird also bei direkter Rechnung gleich 1633 m und über Ssangerawe = 1635 m. Als wahrscheinlichstes Resultat nehmen wir bis auf weiteres das Mittel an, also

Höhe von Kwei über dem Meeresspiegel = 1634 m.

18. Die barometrischen Höhen von Tabora und Udjidji.

Ein Vergleich der soeben abgeleiteten wahrscheinlichsten Höhe von Kwei mit den Zahlen der Tabelle 5 (S. 55) zeigt, daß selbst die aus dreijährigen Monatsmitteln der meteorologischen Elemente an der oberen und unteren Station, also aus je 90 Beobachtungen berechneten barometrischen Höhen zu Zeiten bis zu 52 m fehler-

Tabelle 12. Barometrische Höhenunterschiede Tabora—Daressalam 1899.

Meter.

Tagesstunde	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Juni, Juli, Okt., Nov. Mittel	Abweich. vom Monats-Mittel $= \Delta h_D$
1a						1246	1248			1264	1247	1251	+ 15
2						44	45			59	46	48	+ 17
3						38	41			55	45	45	+ 20
4						35	38			53	42	42	+ 23
5						33	36			49	40	40	+ 25
6						32	36			48	40	39	+ 26
7	1225	1213	1222	1224	1227	1237	1237	1241	1248	1254	1245	1243	+ 22
8						47	48			66	55	54	+ 11
9						56	55			76	61	62	+ 3
10						67	64			84	68	71	— 6
11						74	71			90	73	77	— 12
Mittag						80	77			94	76	82	— 17
1p						85	82			98	80	86	— 21
2	1269	1254	1261	1271	1276	1286	1286	1291	1305	1299	1282	1288	— 23
3						84	85			98	84	88	— 23
4						82	84			98	82	86	— 21
5						78	80			96	81	84	— 19
6						73	76			93	77	80	— 15
7						68	70			86	72	74	— 9
8						65	68			82	70	71	— 6
9	1237	1221	1238	1247	1253	1262	1264	1264	1280	1277	1265	1267	— 2
10						58	60			74	60	63	+ 2
11						54	55			71	56	59	+ 6
M.-Nacht						50	53			66	52	55	+ 10
Monats-Mittel	1244	1229	1240	1247	1252	1260	1261	1265	1278	1276	1262	1265	

Tabelle 13. Barometrische Höhenunterschiede Kwei—Tabora 1899.

Meter.

Tages-stunde	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Juni, Juli, Okt., Nov. Mittel	Abweich. vom Monats-Mittel $= \Delta h_K$
1 *a*						401	403			393	410	402	+ 4
2						02	06			397	11	04	+ 2
3						05	08			400	13	06	0
4						08	09			03	14	08	— 2
5						09	09			05	14	09	— 3
6						09	10			06	14	10	— 4
7	426	435	439	426	419	412	412	411	410	409	417	412	— 6
8						13	12			10	20	14	— 8
9						12	13			12	20	14	— 8
10						12	14			11	19	14	— 8
11						11	13			09	18	13	— 7
Mittag						10	11			07	17	11	— 5
1 *p*						09	09			00	14	08	— 2
2	407	422	432	418	404	408	409	402	398	402	412	408	— 2
3						06	08			399	10	06	0
4						05	06			98	09	04	+ 2
5						05	05			97	06	03	+ 3
6						02	03			95	06	02	+ 4
7						00	03			95	06	01	+ 5
8						400	02			93	03	00	+ 6
9	416	428	426	413	403	399	401	397	394	393	405	400	+ 6
10						399	02			93	06	00	+ 6
11						401	01			91	06	00	+ 6
M.-Nacht						00	02			93	07	01	+ 5
Monats-Mittel	417	428	432	419	409	406	407	403	400	400	412	406	

haft sein können[1]). Die zufälligen Fehler sind im Durchschnitt sehr viel kleiner, als diese systematischen Fehler, wie wir oben S. 59 gesehen haben, wo die größte zufällige Abweichung eines Monatsmittels zu 13 m und der durchschnittliche Fehler zu ± 5.7 m abgeleitet wurde. Aus diesem Grunde werden wir uns auch bei Bestimmung der Höhe des Tanganjika zunächst ein Bild über den Verlauf der täglichen und jährlichen Periode machen müssen. Da aber die Beobachtungen von Udjidji sich über einen Zeitraum von nur 8 Monaten erstrecken, so erschien es zweckmäßig, die Station Tabora, die ähnliche klimatische Verhältnisse aufweist, und von der Beobachtungen aus 11 Monaten des Jahres vorhanden sind, mit in den Kreis der Betrachtung zu ziehen. Die freie Plateaulage Taboras bietet außerdem den Vorteil, daß es ein typisches Beispiel für das Verhalten der barometrischen Höhen auf den Hochflächen des inneren Ostafrikas liefert.

Das Material zur Herleitung der täglichen Perioden ist freilich sehr dürftig,

1) Nach Tabelle 5 ist der größte Unterschied = 44 m. Es kommen aber noch die Verbesserungen nach Tabelle 7 und Formel (*B*) hinzu.

Tabelle 14.

Barometrische Höhenunterschiede Udjidji (Seespiegel)—Daressalam 1897 und 99.

Meter.

Tagesstunde	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Mai 1899	Juni Abweichung vom Monats-Mittel $= \Delta h_D$
1 *a*		799								+ 2
2		798								+ 3
3		796								+ 5
4		794								+ 7
5		790								+ 11
6		787								+ 14
7	780	788	790	793	794	785	780	777	824	+ 13
8		792								+ 9
9		797								+ 4
10		803								— 2
11		807								— 6
Mittag		810								— 9
1 *p*		814								— 13
2	810	815	821	828	820	817	789	785	847	— 14
3		816								— 15
4		814								— 13
5		813								— 12
6		806								— 5
7		802								— 1
8		797								+ 4
9		796								+ 5
10	792	796	805	813	814	807	783	771	838	+ 5
11		798								+ 3
M.-Nacht		798								+ 3
Monats-Mittel	794	801	805	811	809	803	784	778	836	

da nur in Tabora von Mai bis November 1899 ein Barograph tätig gewesen ist, und aus Udjidji nur aus dem Juni und der ersten halben Dekade des Juli 1897 von Herrn Hauptmann Ramsay beobachtete und vielfach unvollständige tägliche Barometergänge vorliegen (D. ü. m. B. XI), und da Thermographen-Beobachtungen überhaupt nicht vorhanden sind.

Um aus den Barometergängen von Udjidji die tägliche Periode möglichst rein zu erhalten, wurden sie mittels der harmonischen Formel ausgeglichen, die sich den Beobachtungen so gut anschließt, daß die mittlere Abweichung einer Beobachtung nur $^1/_2$ mm beträgt.

Infolge des Mangels von Ablesungen registrierender Thermometer an den beiden Stationen ist man zur Ableitung des täglichen Temperaturganges auf die wenigen diesbezüglichen Beobachtungen angewiesen, die teils in D. ü. m. B. XI publiziert sind, teils von Herrn Dr. Maurer handschriftlich mitgeteilt wurden. Die Temperaturkurve wurde daraus interpoliert unter strenger Berücksichtigung

Tabelle 15.

Barometrische Höhenunterschiede Kwei—Udjidji (Seespiegel) 1897 und 99.

Meter.

Tagesstunde	Mai	Juni	Juli	Aug.	Sept.	Okt.	Nov.	Dez.	Mai 1899	Juni Abweichung vom Monats-Mittel $= \Delta h_K$
1 *a*		848								+ 15
2		847								+ 16
3		850								+ 13
4		851								+ 12
5		854								+ 9
6		858								+ 5
7	873	867	854	850	856	865	864	871	835	— 4
8		872								— 9
9		875								— 12
10		878								— 15
11		879								— 16
Mittag		877								— 14
1 *p*		874								— 11
2	874	871	858	848	854	858	872	878	829	— 8
3		871								— 8
4		870								— 7
5		867								— 4
6		865								— 2
7		864								— 1
8		861								+ 2
9	866	858	845	834	834	838	857	868	819	+ 5
10		856								+ 7
11		852								+ 11
M.-Nacht		849								+ 14
Monats-Mittel	871	863	852	844	848	853	864	873	828	

der durch die Terminbeobachtungen für jeden Monat gegebenen Fixpunkte um 7*a*, 2*p*, 9*p* und des Minimums. Die mittlere Abweichung einer Beobachtung von diesen Kurven ist $^1/_2{}^0$, sodaß die letzteren ein nicht allzu unrichtiges Bild von dem wirklichen Temperaturgang geben dürften.

Da das Material doch unvollständig ist, so kann es sich nur darum handeln, einige Beispiele für den vollständigen Verlauf der täglichen Periode der barometrischen Höhen zu geben. Daher habe ich die tägliche Periode der Höhe von Stunde zu Stunde in Udjidji nur für den Juni, in Tabora nur für die 4 Monate Juni, Juli, Oktober und November berechnet. Für die übrigen Monate haben die 3 Terminbeobachtungen einen Anhalt zur Darstellung gegeben. Als Basisstationen dienten Daressalam und Kwei. Die gefundenen Höhenunterschiede sind in den Tabellen 12—15 (S. 71—74) zusammengestellt und auf den Figuren 5—8 (s. Taf. III—VI) zur graphischen Darstellung gebracht.

Von Interesse scheint mir die Konstatierung ganz bedeutender täglicher und jährlicher Perioden, die sich aus diesen Zusammenstellungen ergeben, und die dahin wirken, daß z. B. der barometrische Höhenunterschied Tabora—Daressalam im Minimum (Februar $6a$) etwa 1208 m, im Maximum (September $2p$) 1305 m, also beinahe 100 m mehr beträgt, wobei zufällige Fehler schon fast ganz ausgeschlossen sind.

19. Die Erklärung der täglichen Perioden der barometrischen Höhen von Tabora und Udjidji.

Bei Betrachtung der Tabellen und Figuren des vorigen Kapitels fällt es sofort in die Augen, daß die Perioden der Höhenunterschiede zwischen Kwei und den Innenstationen nicht den Verlauf zeigen, den wir nach dem Charakter der täglichen Periode in Europa und in der Höhe von Kwei erwarten sollten, und der auch in den Höhenunterschieden derselben Stationen gegen Daressalam zum Ausdruck kommt. Die bisher gegebene Erklärung der täglichen Periode genügt also nicht, was noch deutlicher wird, wenn man in derselben Weise, wie oben S. 60 bei Kwei geschehen ist, rückwärts die Temperaturen berechnet, die anstelle der beobachteten Temperaturen t in die Barometerformel eingesetzt werden müssen, wenn die tägliche Periode verschwinden soll. Der Verlauf dieser in den Figuren 9—12 (s. Taf. VII) in roten gestrichelten Linien dargestellten berechneten Temperaturen τ zeigt aufs deutlichste, daß sie gegenüber den durch schwarze ausgezogene Linien bezeichneten beobachteten Temperaturen t keine Annäherung an die Temperaturen der freien Atmosphäre darstellen, daß sie also nicht, wie es bei Kwei der Fall war, barometrische Temperaturen sind. Dies gilt ebenso wie für die Höhendifferenzen gegen Kwei auch für diejenigen gegen Daressalam, sodaß der vorhin erwähnte normale Verlauf der letzteren nur scheinbar ist. Die Erklärung, daß die Temperatur der unteren Luftschichten durch die Bodenstrahlung beeinflußt ist und dadurch die tägliche Periode erzeugt, reicht also im Falle der Höhen von Tabora und Udjidji nicht aus.

Infolge der weiten Entfernung der Innenstationen von der Küste und dem von Maurer hervorgehobenen großen Unterschied der Amplituden der ganztägigen Luftdruck-Welle in Tabora und an der Küste (D. ü. m. B. X S. 61) liegt es nahe, eine tägliche Periode des zwischen den Innenstationen und der Küste vorhandenen Luftdruck-Gradienten zur Erklärung dieser abnorm erscheinenden täglichen Perioden der barometrischen Höhenunterschiede anzunehmen. Es müssen daher kleine Isobaren-Korrektionen $(\beta - b)^d$ bestehen, die, an den beobachteten Luftdruck angebracht, in Gemeinschaft mit den Temperatur-Korrektionen $(\vartheta - t)^d$ die tägliche Periode verschwinden lassen. Es seien b und t der beobachtete Luftdruck und das Mittel der oben und unten beobachteten Temperaturen, β der korrigierte Luftdruck, ϑ die barometrische Temperatur der Luftsäule zwischen den beiden Orten. Die letzteren beiden Größen sind so zu bestimmen, daß die mit ihnen berechnete Höhe zu allen Tagesstunden frei von der Periode, d. h. gleich dem Monatsmittel sein muß.

Der Index D bedeutet, daß die damit versehenen Größen sich auf den Höhenunterschied zwischen den Innenstationen und Daressalam beziehen, ebenso zeigt K die Basisstation Kwei an. Der obere Index d weist darauf hin, daß die Unbekannten sich auf die tägliche Periode beziehen.

Die Abweichungen der einzelnen Höhen vom Mittel $= \Delta h$ (s. letzte Spalte der Tabellen 12 bis 15) müssen bei diesen Annahmen durch folgende Gleichungen dargestellt werden.

$$\text{(D)} \qquad \begin{cases} (\text{Mittel} - h)_D = \Delta h_D = T_D \cdot (\theta - t)^d_D + B_{oD} \cdot (\beta - b)^d \\ (\text{Mittel} - h)_K = \Delta h_K = T_K \cdot (\theta - t)^d_K + B_{uK} \cdot (\beta - b)^d. \end{cases}$$

Hier bedeuten T, B_o und B_u die Differenzialquotienten, die in Tabelle 3 (S. 51) gegeben sind.

Die Luftdruck-Gradienten $(\beta - b)^d$ gelten für das Niveau der Innenstation und sind in beiden Gleichungen dieselben, da von einem Gradienten zwischen den Basisstationen abgesehen werden kann und muß. Um aber die Gradienten der verschiedenen Stationen mit einander vergleichbar zu machen, müssen sie auf ein und dasselbe Niveau bezogen werden, wozu zweckmäßigerweise das Niveau der unteren Basisstation d. h. das Meeresniveau (Index Mn) gewählt wird.

Es muß nun sein

$$B_{oD} \cdot (\beta - b)^d = B_{uD} \cdot (\beta - b)^d_{Mn}$$

oder

$$\text{(D*)} \qquad (\beta - b)^d = \frac{B_{uD}}{B_{oD}} \cdot (\beta - b)^d_{Mn}.$$

Der Quotient $\frac{B_{uD}}{B_{oD}}$ ist nach Tabelle 3 (S. 51) für Tabora $= -0.87$, für Udjidji $= -0.91$, was nachher bei der numerischen Aufstellung der Gleichungen berücksichtigt werden wird.

Die Beziehung zwischen den unbekannten Temperatur-Korrektionen $(\theta - t)^d_D$ und $(\theta - t)^d_K$ ist dagegen nicht bekannt, und es können nur Annahmen darüber gemacht werden, deren Richtigkeit allein durch das Resultat bestätigt wird. Wenn die aus den Gleichungen hervorgehenden θ wirklich barometrische Temperaturen sind, so werden sie auch deren Eigenschaften haben, d. h. ihr Verlauf wird dem Verlauf der θ in Fig. 3 (S. 61), die für den Höhenunterschied Kwei—Daressalam gelten, ähnlich sein müssen. Da nun ferner nach Fig. 9 u. 10 (s. Taf. VII) das Mittel der beobachteten Temperaturen von Tabora und Daressalam (t_D) und das Mittel der beobachteten Temperaturen von Tabora und Kwei (t_K) nahezu denselben Verlauf haben, so müssen auch $(\theta - t)^d_D$ und $(\theta - t)^d_K$ nahezu denselben Verlauf haben, wenn die Kurven der θ_D und θ_K beide derjenigen von θ in Fig. 3 (S. 61) ähnlich werden sollen. Es ist daher das naheliegendste

$(\theta - t)^a_K = (\theta - t)^a_D$ zu setzen. Noch mehr Ähnlichkeit in den Kurven der θ_D und θ_K dürfte aber erzielt werden, wenn man noch der Verschiedenheit der Amplituden der Wellen von t_D und t_K Rechnung trägt und die $(\theta - t)$ diesen Amplituden proportional setzt. Daher habe ich angenommen, daß

$$(D^{**}) \qquad (\theta - t)^a_K = \frac{\text{tgl. Ampl. v. } t_K}{\text{tgl. Ampl. v. } t_D} \cdot (\theta - t)^a_D$$

ist. Die Figuren 11 u. 12 (s. Taf. VII) zeigen, daß dieselben Überlegungen auch für Udjidji gelten.

Die täglichen Amplituden der beobachteten Temperaturen sind:

	tgl. Ampl. v. t_D	tgl. Ampl. v. t_K
für Tabora	9°.2	10°.0
für Udjidji	10.1	8.2.

Daher ist

$$\text{für Tabora} \quad (\theta - t)^a_K = 1.1\ (\theta - t)^a_D$$
$$\text{für Udjidji} \quad (\theta - t)^a_K = 0.8\ (\theta - t)^a_D.$$

Bei der Kleinheit der Faktoren würde übrigens auch kein wesentlich anderes Resultat herausgekommen sein, wenn man $(\theta - t)^a_K = (\theta - t)^a_D$ gesetzt haben würde.

Die Gleichungen (D) können nunmehr zahlenmäßig aufgestellt werden. Man findet

$$\text{für Tabora:} \begin{cases} +4.2\,(\theta - t)^a_D + 11.6\,(\beta - b)^a_{Mn} = \Delta h_D \\ +1.5\,(\theta - t)^a_D - 11.4\,(\beta - b)^a_{Mn} = \Delta h_K \end{cases}$$

$$\text{für Udjidji:} \begin{cases} +2.8\,(\theta - t)^a_D + 11.6\,(\beta - b)^a_{Mn} = \Delta h_D \\ +2.2\,(\theta - t)^a_D - 11.3\,(\beta - b)^a_{Mn} = \Delta h_K. \end{cases}$$

Diese Gleichungssysteme sind für jede Stunde des Tages nach $(\theta - t)^a_D$ und $(\beta - b)^a_{Mn}$ aufgelöst worden. Die erhaltenen Werte zeigen einen kontinuierlichen gesetzmäßigen Verlauf, der sich am besten an ihrer graphischen Darstellung erkennen läßt. In Figur 13 u. 14 (s. Taf. VIII) sind daher die Luftdruck-Gradienten $(\beta - b)^a_{Mn}$ aufgezeichnet, und außerdem zum Vergleich in roter Farbe die Unterschiede der ganztägigen Luftdruck-Welle an den Innenstationen und in Daressalam. Man sieht, daß die $(\beta - b)^a_{Mn}$ einen ganz gesetzmäßigen Verlauf zeigen und in Tabora (Fig. 13) sich den Unterschieden der ganztägigen Welle nahe anschließen, während in Udjidji (Fig. 14) auch die halbtägige Welle zum Vorschein kommt. Dies letztere rührt vielleicht nur von der Lückenhaftigkeit des Beobachtungsmateriales her, infolge deren die halbtägige Welle von Udjidji durch die Ausgleichung eine unwahrscheinlich große

Amplitude erhalten hat. Die Amplitude der Luftdruck-Gradienten ist zwar etwas größer, als die des Unterschiedes der Luftdruck-Wellen an der Küste und im Innern, trotzdem scheint mir aber das Vorhandensein eines solchen Gradienten eine ungezwungene Erklärung durch die von Maurer in D. ü. m. B. X nachgewiesene Vertiefung der ganztägigen Welle über den innerafrikanischen Hochflächen mit ihrer stärkeren täglichen Temperaturschwankung zu finden. Daher spricht diese Übereinstimmung für die Realität der gefundenen Luftdruck-Gradienten $(\beta - b)^d_{Mn}$, sodaß β tatsächlich als der an der gedachten Meeresoberfläche unterhalb der Innenstationen herrschende Luftdruck angesehen werden kann.

Die aus den Gleichungen hervorgehenden $(\theta - t)^d_D$ interessieren uns hier nicht und sollen deshalb nicht mitgeteilt werden; ich habe jedoch aus ihnen die barometrischen Temperaturen θ_D und θ_K selbst berechnet und deren Verlauf in den Figuren 9 bis 12 (s. Taf. VII) durch gestrichelte schwarze Linien dargestellt. Diese Temperaturen zeigen nun tatsächlich die von Rühlmann aufgefundenen und bei Besprechung der Periode der Höhe von Kwei gekennzeichneten charakteristischen Eigenschaften der barometrischen Temperaturen im Vergleich zu den durch die ausgezogenen schwarzen Linien bezeichneten beobachteten Temperaturen t. Man darf daher die θ in der Tat als barometrische Temperaturen der zwischen den Innenstationen und der Meeresoberfläche befindlichen gedachten Luftsäule ansehen. Die oben gemachte Annahme über das Verhältnis der Korrektionen $(\theta - t)^d_D$ und $(\theta - t)^d_K$ wird dadurch als berechtigt nachgewiesen.

Der Einfluß der Bodenstrahlung hat sich auf den Innenstationen in doppelter Weise geltend gemacht, einmal indem er die Variationen der in den unteren Luftschichten gemessenen Temperaturen vergrößert hat, ein Einfluß, der nach Rühlmann, und wie wir oben bei Kwei gesehen haben, auch bei dicht beieinander liegenden Stationen berücksichtigt werden muß, und zweitens, indem er durch Vertiefung der täglichen Luftdruck-Welle an den Innenstationen einen Gradienten zwischen der gedachten Meeresoberfläche unter diesen Stationen und der Küste hervorgerufen hat. Durch die Trennung dieser beiden Wirkungen ist es aber gelungen, die anfänglich sich widersprechenden und nicht erklärbaren Perioden der barometrischen Höhenunterschiede zwischen den Innenstationen einerseits und Kwei und Daressalam andrerseits auf zwanglose Weise zu erklären und auf dieselbe Ursache, die auch bei nahe aneinander gelegenen Stationen die tägliche Periode der barometrischen Höhe hervorruft, nämlich die stärkere Erwärmung des Bodens und die Bodenstrahlung am Tage und die Temperaturumkehr in der Nacht, zurückzuführen.

Ferner erlauben die 5 Monate, für die die vollständige tägliche Periode berechnet ist, die nochmalige Konstatierung der Tatsache, daß die wahren Monatsmittel der barometrischen Höhen hinreichend genau aus den Terminbeobachtungen nach den beiden schon vielfach erwähnten Formeln I und II berechnet werden können. Die Fehler dieser Formeln sind auch in diesen Fällen verschwindende, wie Tab. 16 zeigt. M ist, wie früher, das wahre Mittel.

Tabelle 16. Fehler der nach I und II berechneten Monatsmittel der Höhe.

		M—I	M—II		M—I	M—II
1899 Juni	Tabora – Daressalam	— 2 m	— 2 m	Kwei – Tabora	0 m	+ 2 m
Juli	„	— 1	— 2	„	0	+ 1
Oktober	„	— 1	— 1	„	— 1	+ 1
November	„	— 2	— 2	„	+ 1	+ 2
1897 Juni	Udjidji—Daressalam	+ 1	+ 2	Kwei—Udjidji	— 2	— 1

Damit ist nochmals der Nachweis erbracht, daß auch die nach Formel I berechneten Monatsmittel der übrigen Monate in Tabelle 12—15 als wahre Monatsmittel anzusehen sind.

20. Die tägliche Periode an anderen Stationen.

Schließlich erschien es mir auch noch von Interesse, zu sehen in welcher Weise sich die Zerlegung der täglichen Periode bei anderen Stationen gestaltet, wobei ich mich aber auf die drei Terminstunden beschränken mußte, da Registrier-Beobachtungen von diesen Stationen nicht vorhanden sind. Um eine Trennung nach Monaten vorzunehmen, schien mir das Material zu dürftig, daher sind im folgenden nur Jahresmittel angegeben, bei Tabora und Udjidji das Mittel aus den vorhandenen Monaten. Inbetreff der Quellen und sonstiger Einzelheiten muß ich auf die Bemerkungen zu Tabelle 23 (S. 93) verweisen; dort sind auch die benutzten unteren Basisstationen angegeben, die möglichst in derselben geographischen Breite wie die Inlandstationen angenommen worden sind. Als obere Basisstation mußte stets Kwei beibehalten werden. Zunächst wurden die Abweichungen vom Mittel $= \Delta h$ berechnet (analog den letzten Spalten der Tabellen 12 bis 15) und in Tabelle 17 zusammengestellt.

Tabelle 17. Abweichungen der barometrischen Höhen vom Tagesmittel an den drei Terminstunden (Mittel $- h$).

Innenstation	Basisstation im Meeresniveau Δh_{Mn}			Basisstation Kwei Δh_K		
	$7a$	$2p$	$9p$	$7a$	$2p$	$9p$
Kibwezi	+ 10 m	— 14 m	+ 3 m	+ 1 m	— 6 m	+ 4 m
Kilossa	+ 12	— 13	+ 1	— 3	— 6	+ 8
Tabora	+ 22	— 24	+ 1	— 8	+ 2	+ 5
Udjidji	+ 12	— 13	0	— 4	— 5	+ 9
Fort Johnston	+ 10	— 12	+ 2	+ 2	— 6	+ 4
Marangu	+ 11	— 23	+ 13	0	— 4	+ 3
Langenburg	+ 6	— 6	— 1	+ 3	— 7	+ 3

Für jede Station wurden die Gleichungen (*D*) aufgestellt und in derselben Weise behandelt, wie es soeben an dem Beispiel für Tabora und Udjidji gezeigt worden ist. Die Auflösung geschah nach $(\theta - t)^d_{Mn}$ und $(\beta - b)^d_{Mn}$ und ergab die in Tabelle 18 mitgeteilten Resultate. Die in dieser Tabelle ebenfalls enthaltenen Temperatur-Korrektionen für die Basisstation Kwei $(\theta - t)^d_K$ wurden aus den Werten $(\theta - t)^d_{Mn}$ durch Multiplikation mit den entsprechenden Faktoren $\frac{\text{tgl. Ampl. v. } t_K}{\text{tgl. Ampl. v. } t_{Mn}}$ erhalten.

Tabelle 18. Reduktion auf barometrische Temperatur $(\theta - t)^d$ und Luftdruck-Gradienten $(\beta - b)^d_{Mn}$ zwischen Küste und Inland zur Beseitigung der täglichen Periode der barometrischen Höhen.

Station	$(\theta - t)^d_{Mn}$			$(\theta - t)^d_K$			$(\beta - b)^d_{Mn}$		
	7 *a*	2 *p*	9 *p*	7 *a*	2 *p*	9 *p*	7 *a*	2 *p*	9 *p*
Kibwezi	+ 1°9	− 3°5	+ 1°2	+ 2°1	− 3°8	+ 1°3	+ 0.4mm	− 0.3mm	− 0.1mm
Kilossa	+ 1.6	− 3.3	+ 1.6	+ 1.7	− 3.4	+ 1.7	+ 0.8	− 0.6	− 0.1
Tabora	+ 2.3	− 3.7	+ 1.1	+ 2.5	− 4.1	+ 1.2	+ 1.0	− 0.7	− 0.3
Udjidji	+ 1.4	− 3.2	+ 1.7	+ 1.1	− 2.6	+ 1.4	+ 0.7	− 0.3	− 0.4
Fort Johnston	+ 2.2	− 3.2	+ 1.1	+ 2.3	− 3.4	+ 1.2	+ 0.6	− 0.7	− 0.0
Marangu	+ 2.0	− 4.9	+ 2.9	+ 1.7	− 4.3	+ 2.5		[1])	
Langenburg	+ 1.5	− 2.2	+ 0.3	+ 1.7	− 2.5	+ 0.4	+ 0.3	− 0.3	− 0.1
Mittel	+ 1.8	− 3.4	+ 1.4	+ 1.9	− 3.4	+ 1.4	+ 0.6	− 0.5	− 0.2
Kwei	+ 1.2	− 2.8	+ 1.1						

Die Werte $(\theta - t)^d_{Mn}$, die wir für den Höhenunterschied Kwei — Daressalam gefunden hatten (s. Fig. 3 S. 61), sind zum Vergleich in der letzten Zeile der Tabelle 18 nochmals aufgeführt.

Die auf die Basisstation Kwei bezüglichen Luftdruck-Gradienten $(\beta - b)^d_K$ können aus den oben gegebenen $(\beta - b)^d_{Mn}$ nach der Relation

$$(\beta - b)^d_K = -\frac{B_u}{B_0}(\beta - b)^d_{Mn} = +0.84\,(\beta - b)^d_{Mn}$$

abgeleitet werden.

Die gute Übereinstimmung in Tabelle 18 trotz der großen Verschiedenheit der Höhenlage der einzelnen Stationen und ihrer Höhenunterschiede gegen das Meeresniveau und gegen Kwei fällt sofort in die Augen. Nur die $(\theta - t)^d_{Mn}$ Marangu und Langenburg weichen etwas stärker ab, was wohl mit der topo-

1) Für Marangu sind die $(\beta - b)^d_{Mn}$ nicht zu berechnen, weil infolge des geringen Höhenunterschiedes Kwei—Marangu die zufälligen Fehler einen überwiegenden Einfluß gewinnen.

graphischen Lage dieser beiden Stationen zusammenhängt, die eine auf dem Abhang des Bergmassivs des Kilimandscharo, die andere am Fuß des Steilabsturzes des Livingstone-Gebirges. Auch die geringere Amplitude in Kwei ist wohl aus seiner küstennahen Gebirgslage zu erklären. Tabelle 19, die die Abweichungen der einzelnen Stationen vom Mittel enthält, bringt diese Gleichförmigkeit sehr gut zur Anschauung. Es ist danach wohl kein Zweifel, daß die oben besprochene, in doppelter Weise zur Wirkung kommende Ursache der tatsächliche Grund der täglichen Periode der barometrischen Höhen ist, der für die Hochländer im Innern Ostafrikas ganz allgemeine Gültigkeit besitzt. Er ruft einen gleichförmigen Unterschied zwischen Küste und Inland hervor, der durch die Lage der Stationen nur geringe lokale Abweichungen erleidet[1]). Da, wo das Material zur Bestimmung dieser lokalen Abweichungen nicht ausreicht d. h. an solchen

Tabelle 19. Abweichungen vom Mittelwert in Tabelle 18 im Sinne B—R.

	$(\vartheta - t)^d_{Mn}$			$(\vartheta - t)^d_K$			$(\beta - b)^d_{Mn}$		
	7 *a*	2 *p*	9 *p*	7 *a*	2 *p*	9 *p*	7 *a*	2 *p*	9 *p*
Kibwezi	+ 0°1	— 0°1	— 0°2	+ 0°2	— 0°4	— 0°1	— 0.2mm	+ 0.2mm	+ 0.1mm
Kilossa	— 0.2	+ 0.1	+ 0.2	— 0.2	0.0	+ 0.3	+ 0.2	— 0.1	+ 0.1
Tabora	+ 0.5	— 0.3	— 0.3	+ 0.6	— 0.7	— 0.2	+ 0.4	— 0.2	— 0.1
Udjidji	— 0.4	+ 0.2	+ 0.3	— 0.8	+ 0.8	0.0	+ 0.1	+ 0.2	— 0.2
Fort Johnston	+ 0.4	+ 0.2	— 0.3	+ 0.4	0.0	— 0.2	0.0	— 0.2	+ 0.2
Marangu	+ 0.2	— 1.5	+ 1.5	— 0.2	— 0.9	+ 1.1			
Langenburg	— 0.3	+ 1.2	— 1.1	— 0.2	+ 0.9	— 1.0	— 0.3	+ 0.2	+ 0.1

Orten, von denen keine Bestimmung der täglichen Periode vorhanden ist, wird man jedenfalls durch Benutzung der Mittelwerte aus Tabelle 18 eine beträchtliche Verbesserung der barometrischen Höhen erwarten können. Es wird hierauf noch zurückzukommen sein (s. Kap. 32).

21. Die jährliche Periode der Höhen von Tabora und Udjidji und ihre Zerlegung in eine Isobaren- und eine Temperatur-Korrektion.

Wenden wir uns nun der Betrachtung der jährlichen Periode zu, die sich in den Monatsmitteln der barometr. Höhenunterschiede der Stationen Tabora und Udjidji gegen Daressalam und Kwei in den letzten Zeilen der Tabellen 12 bis 15 (S. 71—74) zeigen.

Zunächst wurden die Höhenunterschiede dieser beiden Innenstationen mit Daressalam durch Hinzufügung der Korrektionen aus Tabelle 7 (S. 58) in solche gegen Tanga verwandelt, sodaß jetzt beide Basisstationen auf demselben Parallel

1) Nach E. Wagner (s. S. 60) ist die tägliche Periode auf Berggipfeln kleiner als auf Hochflächen, für die gemäß der Lage der benutzten Stationen die Mittelwerte der Tabelle 18 gelten. Die Bemerkung Wagners, daß auch an den Ufern der großen Binnenseen eine Verminderung der Amplitude statt hat, gilt dagegen nicht allgemein, wie die Beispiele von Udjidji, Fort Johnston und Langenburg in Tabelle 18 zeigen.

wie die zu bestimmenden Stationen liegen. Die Höhenunterschiede bekommen dadurch die in den Spalten 2 der Tabelle 20 stehenden Werte. Eine graphische Darstellung der Perioden dieser Höhen enthalten die Figuren 15 und 16 (s. Taf. VIII). Die Abweichungen der Höhenwerte vom Jahresmittel stehen in den Spalten 3 der Tabelle 20. Zum Vergleich sind auch die zugehörigen beobachteten Temperaturen t in Spalte 1 derselben Tabelle aufgenommen worden. Die eingeklammerten Zahlen sind mit Hilfe der graphischen Darstellungen der entsprechenden Perioden in Fig. 15 bis 20 (s. Taf. VIII) extrapoliert worden, da aus den betreffenden Monaten keine Beobachtungen vorlagen. Der annähernd parallele Verlauf der Kurven für Tabora und Udjidji und der im übrigen auffallend gute Anschluß der Beobachtungen an die Kurven bietet eine Gewähr, daß die Extrapolation nicht allzu willkürlich ist, obwohl sich die extrapolierten Teile der Kurven natürlich in weiten Grenzen variieren lassen.

Tabelle 20. Jährliche Periode der beobachteten Lufttemperaturen und der barometrischen Höhendifferenzen zwischen den Innen- und den Küsten-Stationen.

	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
	Tabora—Tanga 1899			Kwei—Tabora 1899			Udjidji (Seespiegel)—Tanga 1897			Kwei—Udjidji (Seespiegel) 1897		
	$t =$ 24°5+	h_{Tg}	$(M-h)_{Tg} = \Delta h_{Tg}$	$t =$ 19°7+	h_K	$(M-h)_K = \Delta h_K$	$t =$ 24°6+	h_{Tg}	$(M-h)_{Tg} = \Delta h_{Tg}$	$t =$ 19°6+	h_K	$(M-h)_K = \Delta h_K$
Januar	0°0	1249m	+10m	+0°4	417m	− 5m	(+0°7)	(777m)	(+17m)	(+0°7)	(878m)	(−13m)
Februar	+0.5	33	+26	+1.1	28	−16	(+0.4)	(74)	(+20)	(+0.5)	(80)	(−15)
März	+0.8	43	+16	+0.6	32	−20	(+0.2)	(79)	(+15)	(+0.2)	(79)	(−14)
April	0.0	49	+10	0.0	19	− 7	(0.0)	(86)	(+ 8)	(−0.1)	(76)	(−11)
Mai	−0.6	53	+ 6	−1.1	09	+ 3	−0.3	94	0	−0.4	71	− 6
Juni	−1.2	61	− 2	−2.3	06	+ 6	−0.6	801	− 7	−1.2	63	+ 2
Juli	−1.8	62	− 3	−2.3	07	+ 5	−1.2	06	−12	−1.0	52	+13
August	−1.6	68	− 9	−1.5	03	+ 9	−0.6	14	−20	−0.5	44	+21
September	−0.2	83	−24	+0 2	00	+12	−0.2	13	−19	+0.2	48	+17
Oktober	+1.4	82	−23	+1.7	00	+12	+0.5	09	−15	+0.5	53	+12
November	+1.6	69	−10	+1.8	12	0	+0.2	790	+ 4	+0.2	64	+ 1
Dezember	(+1.4)	(55)	(+4)	(+1.7)	(16)	(−4)	+1.1	84	+10	+1.1	73	− 8
Jahr = M	0.0	1259	±15	0.0	412	±10	0.0	794	±14	0.0	865	±13

Der Vergleich der Temperaturperioden mit den Perioden der barometrischen Höhen in Tabelle 20 genügt, um erkennen zu lassen, daß die letzteren nur zum geringsten Teile von dem Unterschied der beobachteten und barometrischen Temperaturen herrühren können, der die jährliche Periode der Höhe von Kwei allein erklärte. Der gerade entgegengesetzte Verlauf der schwarzen und roten Kurven in Figur 15 und 16 weist außerdem darauf hin, daß ein Teil der jährlichen Höhenperioden ebenso, wie bei den täglichen durch einen periodisch veränderlichen Luftdruck-Gradienten hervorgebracht wird. Es mußte daher versucht werden, dessen Einfluß von dem der Temperatur-Korrektionen durch Glei-

chungen von der Form des Systems D (s. S.76) zu trennen. Der obere Index j zeigt an, daß sich die Korrektionen auf die jährliche Periode beziehen.

$$\text{(E)} \qquad \left\{ \begin{array}{l} \Delta h_{T_g} = T_D \cdot (\vartheta - t)^j_{T_g} + B_{oD} \cdot (\beta - b)^j \\ \Delta h_K = T_K \cdot (\vartheta - t)^j_K + B_{uK} \cdot (\beta - b)^j \end{array} \right.$$

Für $(\beta - b)^j$ wurde, wie in Kap. 19, die auf das Meeresniveau (Mn) bezügliche Isobaren-Korrektion nach Gleichung (D^*) (s. S. 76) eingeführt. Ferner ist das Verhältnis von $(\vartheta - t)^j_{T_g}$ zu $(\vartheta - t)^j_K$, wie bei der täglichen Periode, aus dem Verhältnis der Amplituden analog zu Gleichung (D^{**}) (s. S. 77) bestimmt worden. Man findet dafür:

	jrl. Ampl. v. t_{T_g}	jrl. Ampl. v. t_K	$\frac{(\vartheta - t)^j_K}{(\vartheta - t)^j_{T_g}}$
Tabora	3°.0	4°.1	1.2
Udjidji	2.3	2.3	1.0

Die Gleichungen nehmen damit folgende Zahlenwerte an, die nur wenig von den oben (S. 77) für die tägliche Periode gefundenen abweichen.

$$\text{(E*)} \qquad \left\{ \begin{array}{ll} \text{für Tabora:} & 4.2\ (\vartheta - t)^j_{T_g} + 11.6\ (\beta - b)^j_{Mn} = \Delta h_{T_g} \\ & 1.7\ (\vartheta - t)^j_{T_g} - 11.4\ (\beta - b)^j_{Mn} = \Delta h_K \\ \text{für Udjidji:} & 2.8\ (\vartheta - t)^j_{T_g} + 11.6\ (\beta - b)^j_{Mn} = \Delta h_{T_g} \\ & 2.7\ (\vartheta - t)^j_{T_g} - 11.3\ (\beta - b)^j_{Mn} = \Delta h_K . \end{array} \right.$$

Die Auflösung dieser Systeme liefert die Werte

$$\text{(E**)} \qquad \left\{ \begin{array}{ll} \text{für Tabora:} & (\vartheta - t)^j_{T_g} = +0.163\ \Delta h_{T_g} + 0.165\ \Delta h_K \\ & (\beta - b)^j_{Mn} = +0.027\ \Delta h_{T_g} - 0.059\ \Delta h_K \\ \text{für Udjidji:} & (\vartheta - t)^j_{T_g} = +0.180\ \Delta h_{T_g} + 0.182\ \Delta h_K \\ & (\beta - b)^j_{Mn} = +0.042\ \Delta h_{T_g} - 0.044\ \Delta h_K . \end{array} \right.$$

Damit wurden für jeden Monat die Temperatur-Unterschiede $(\vartheta - t)^j_{T_g}$ abgeleitet (s. Tab. 25 S. 97 u. Fig. 27 Taf. XII) und daraus die barometrischen Temperaturen ϑ_{T_g} und ϑ_K selbst berechnet. Die letzteren sind zusammen mit den beobachteten Temperaturen t in Figur 17 bis 20 dargestellt. Bei den auf Tabora bezüglichen Temperaturen ist von den charakteristischen Eigenschaften der barometrischen Temperaturen die Verspätung deutlich ausgeprägt, während die Amplitude fast ebenso groß ist als die der beobachteten Temperaturen, im Gegensatz zu der täglichen Periode, wo gerade die Abschwächung der Amplitude besonders deutlich hervortrat. Auch in Europa und bei der Höhe von Kwei zeigte sich ein ähn-

liches Verhalten. Dies ist auch ganz plausibel, da die höheren Luftschichten, durch deren abweichende Temperatur-Verhältnisse die Perioden hervorgerufen werden, sehr viel stärker an dem langsamen jahreszeitlichen Wechsel der Temperaturen der unteren Luftschichten teilnehmen können, als an den schnellen Variationen im Verlauf eines Tages. In Udjidji freilich ist die Verspätung nicht zu erkennen und die Amplitude der barometrischen Temperaturen ist sogar größer, als die der beobachteten. Dabei ist aber im Auge zu behalten, daß die beobachteten Temperaturen von Januar bis Mai und die Höhen, aus denen die barometrischen Temperaturen berechnet sind, von Januar bis April extrapoliert sind, und dieser Teil der Kurven daher etwas willkürlich ist. Immerhin findet auch bei den Höhen von Udjidji noch eine solche Übereinstimmung der Perioden und der Amplituden der θ und der t statt, daß die θ als barometrische Temperaturen angesehen werden können.

Es ist bemerkenswert, daß sich bei den Temperaturen θ der typischen Station Tabora in freier Plateau-Lage trotz der großen Entfernung von den Basisstationen und der klimatischen Verschiedenheiten die Eigenschaften der barometrischen Temperaturen noch in solcher Reinheit nachweisen lassen.

Hieraus ergibt sich aber, daß auch den $(\beta - b)^j_{Mn}$ eine reelle Bedeutung als Luftdruck-Gradienten zukommt. Sie sind in Fig. 21 (s. Taf. VIII) graphisch dargestellt (ihre Zahlenwerte s. Tab. 25, S. 96) und durch Kurven ausgeglichen worden, die sich den beobachteten Werten sehr nahe anschließen. Man sieht, daß sie eine einfache jährliche Periode haben, die nahe übereinstimmt mit den Unterschieden der jährlichen Luftdruck-Perioden an den Innenstationen und an der Küste, wie es ja auch sein muß, da das Vorhandensein eines solchen Gradienten in den Perioden des Luftdrucks an den beiden Stationen zum Ausdruck kommen muß.

Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, daß β der Luftdruck ist, der an der gedachten Meeresoberfläche unterhalb der Innenstationen herrscht, während b der an der Küste beobachtete Druck ist. $\theta = \theta_{Tg}$ ist die mittlere Temperatur der gedachten Luftsäule unterhalb der Innenstationen bis zur Meeresoberfläche. θ_K die mittlere Temperatur der Luftsäule über der Station bis zum Niveau von Kwei, dem oberen Basisniveau. Die mit β und θ berechneten Höhen sind in allen Monaten gleich dem Jahresmittel.

22. Das Jahresmittel der barometrischen Höhen.

Die jährlichen Perioden in den barometrischen Höhenunterschieden zwischen den Plateaustationen und der Küste und Kwei sind somit in ungezwungener Weise auf dieselben Ursachen zurückgeführt, die auch schon bei der täglichen Periode gefunden worden waren. Während wir uns damals aber damit begnügen konnten, zahlenmäßig festgestellt zu haben, wie die Beobachtungen auf das Monatsmittel zu reduzieren seien, können wir das Jahresmittel nicht als die richtige Höhe ansehen und annehmen, daß die Isobaren-Korrektionen sich im Mittel herausheben. Im Gegenteil. Bei dieser Annahme würde sich nämlich

aus Fig. 21 (s. Taf. VIII) ergeben, daß an der Küste in den Monaten Dezember bis Mai der Luftdruck zu niedrig, in den Monaten Juni bis November dagegen zu hoch gemessen wird, oder mit anderen Worten, daß über den zentralen Plateau-Landschaften von Dezember bis Mai relativ zur Küste ein Maximum und in den Monaten Juni bis November ein Minimum lagert. Diese Verteilung des Luftdrucks ist aber nach den Wind-Verhältnissen nicht möglich, denn das ganze Jahr hindurch wehen östliche Winde, die nach Maurer[1]) für das ganze äquatoriale Ost-Afrika charakteristisch sind. Es findet dies nach Maurer seine Begründung darin, daß dieses Gebiet in allen Jahreszeiten eine positive thermische Anomalie, der äquatoriale Teil des Indischen Ozeans eine negative aufweist. Danach muß also während des ganzen Jahres über den inneren Hochebenen eine Auflockerung der Luft vorhanden sein, sodaß die von uns konstatierte Periode nur so zu Stande kommen kann, daß in den Monaten Februar und März dieses Minimum am flachsten ist (Fig. 21), während es dann tiefer wird, und im September und Oktober seinen tiefsten Wert erreicht. Daher sind in allen Monaten die barometrischen Höhen zu groß, und demgemäß muß auch das Jahresmittel der barometrischen Höhen zu groß ausfallen.

Die einzigen Isobaren-Karten, die über diese Verhältnisse Auskunft geben könnten, und die mir zugänglich waren, sind die von Buchan[2]). Sie setzen den Luftdruck von Tabora bezogen auf Meeresniveau von April bis August gleich dem der Küste, während er in den übrigen Monaten niedriger sein soll. Dies ist eine Periode, die der hier konstatierten direkt entgegengesetzt ist. Die Karten sind daher für Ost-Afrika unbrauchbar.

Nach den Untersuchungen von Wild und Teisserenc de Bort[3]) haben aber Isobaren und Isanomalen der Temperatur einen parallelen Verlauf, was letzterer folgendermaßen ausdrückt:

„Sobald eine Gegend von einer gewissen Ausdehnung einen Temperatur-Überschuß aufweist, entweder absolut oder relativ zu der Temperatur anderer Orte unter demselben Breitenparallel, so besteht eine Neigung zur Bildung eines Minimums an diesem Ort und fast vollständige Übereinstimmung zwischen dem barometrischen Minimum und dem Maximum der Temperatur; und es besteht sogar eine gewisse Proportionalität zwischen ihnen. Diese Neigung spricht sich entweder im Vorhandensein eines geschlossenen Minimums oder auch nur in einer Ausbuchtung der Isobaren aus.

Die barometrischen Maxima, Punkte, von denen die Luft abfließt, haben die

---

1) Zur Klimatologie von Deutsch-Ostafrika. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte 1901 Nr. 3 S. 22.

2) Aus dem Challenger Report wieder abgedruckt im Atlas of Meteorology von Bartholomew und Herbertson, herausgegeben von A. Buchan, Westminster 1899. Tafel 12.

3) Teisserenc de Bort, Étude sur la distribution relative des températures et des pressions moyennes. Annales du Bureau Central Météorologique de France. Météorologie générale. Année 1878. Paris 1879.

Neigung sich mit Vorliebe in der Umgebung solcher Gegenden auszubilden, wo die Temperatur niedrig ist entweder in absolutem Sinne oder relativ zu ihrer Breite".

Ferner sagt Maurer[1]) speziell für das uns hier interessierende Gebiet:

„Der jährliche Gang des Luftdrucks ist im großen und ganzen dem der Temperatur entgegengesetzt. Viele Spezialitäten im jährlichen Temperaturgang spiegeln sich auch hier im Gang des Luftdrucks".

Danach erschien ein Versuch aussichtsvoll die Proportionalität, von der Teisserenc de Bort spricht, zahlenmäßig auszudrücken und so aus dem Temperatur-Überschuß eines jeden Monats den Luftdruck-Gradienten zwischen Küste und Innen-Stationen zu berechnen, dessen Einfluß dann auch aus den barometrischen Höhen eliminiert werden kann. Maurer hält zwar das vorhandene Material zur Konstruktion von Isothermen-Karten nicht für ausreichend, aber mit Unrecht, wie mir scheint; wenigstens lassen sich die relativen Isanomalen auf die es hier nur ankommt, sehr gut herstellen. Aus der Karte von Teisserenc de Bort selbst ist gerade für das uns hier beschäftigende Gebiet nichts zu entnehmen.

23. Die relativen Isanomalen der Temperatur.

Was zunächst den Faktor der Temperaturabnahme mit der Höhe betrifft, dem Maurer kein Vertrauen entgegenbringt, weil er für Berg- und Plateau-Stationen im Jahresmittel stark verschiedene Werte annimmt, so braucht man nur seine jährliche Periode zu verfolgen, um festzustellen, daß in den Monaten Januar bis März in gleicher Weise für Berg-Stationen, wie für Plateau-Stationen die Temperatur-Abnahme 0°50 auf 100m beträgt, während in den anderen Monaten die Berg-Stationen untereinander und gegen die Plateau-Stationen und diese letzteren untereinander Unterschiede zeigen, die recht erhebliche Beträge erreichen können. Dies führt darauf, die Abnahme von 0°50 auf 100 m auch in Ost-Afrika, wie in anderen Teilen der Erdoberfläche[2]), als die normale anzusehen, da in den genannten Monaten größere Störungen offenbar fehlen.

Der an 9 Küstenstationen[3]) wirklich beobachtete Mittelwert der Temperatur im Meeresniveau in den Monaten Januar bis März ist 27°0. Die Bergstationen, 13 an Zahl, (mit Ausnahme von Moschi, das total gestört zu sein scheint) geben, mit dem Faktor 0°50 reduziert, denselben Wert, während die 9 Plateaustationen, mit demselben Faktor reduziert, 27°3 als Temperatur im Meeresniveau liefern. Die Abweichungen der einzelnen Stationen vomMittelwert 27°1 sind gering und übersteigen 1° nur in Kiboscho und Moschi, wie Tabelle 21 zeigt.

---

1) Zur Klimatologie von Deutsch-Ostafrika. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte 1901 Nr. 3 S. 26.

2) J. Hann, Lehrbuch der Meteorologie, 1. Aufl. 1901, S. 128 und 139.

3) Maurer, Zur Klimatologie von Deutsch-Ostafrika. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte 1901, Nr. 3 Tabelle III. S. 10.

Tabelle 21. Abweichungen der mit dem Faktor 0°50 für je 100 m auf Meeresniveau reduzierten Temperaturen der Monate Januar bis März vom Mittelwert 27°1.

Berg-Stationen	Höhe in Hektometern	B — R	Plateau-Stationen	Höhe in Hektometern	B — R
Ikombe	5.0	+ 0°2	9 Küsten-Stationen	0.2	— 0°1
Wangemannshöh	8.8	— 0.7			
Buloa	9.2	+ 0.3			
Rutenganio	11.4	— 0.4	Ulanga	2.8	+ 0.1
Moschi	11.7	+ 2.3	Lukuledi	3.6	— 0.7
Sakarre	12.3	— 0.6	Kilossa	5.1	+ 0.4
Ambangulu	12.5	— 0.6	Masinde	5.7	+ 0.8
Marangu Mil.St.	14.3	— 0.7	½ (Lofoi[1])+Mpapua)	9.9	— 0.4
Mamba	15.5	+ 0.7	Bukoba	11.9	— 0.8
Marangu wiss.St.	15.6	+ 0.3	Muansa	12.0	+ 0.7
Manow	15.8	— 0.3	Tabora	12.3	+ 0.8
Kwei	16.3	— 0.5	Peramiho und Ngomba	13.0	+ 0.8
Kiboscho	16.3	+ 1.5			
Tossamaganga	16.4	— 0.8			

Bei Beurteilung der Abweichungen ist noch zu berücksichtigen, daß sie auch noch die Verschiedenheiten der Jahrgänge untereinander enthalten, da die Beobachtungen, auf denen sie beruhen, aus ganz verschiedenen Jahren stammen. Es kommt uns hier aber die Gleichförmigkeit des Tropenklimas zu statten, infolge deren auf derselben Station die Monatsmittel der Temperatur in den einzelnen Jahren selten mehr als 1° von einander abweichen.

Auf Grund der vorstehenden Darlegungen wurde die Abnahme von 0°50 auf 100 m als die normale angenommen, und damit für sämtliche Stationen die Unterschiede der Mitteltemperaturen der einzelnen Monate von den aus den Küstenbeobachtungen berechneten Normal-Temperaturen d. h. die relativen Temperatur-Anomalien des Inlands gegenüber der Küste und den benachbarten Teilen des Ozeans abgeleitet. Die verschiedene Breite der Küstenstationen brauchte dabei nicht berücksichtigt zu werden, da längs des deutschen Teils der Küste die Änderungen der Temperatur mit der Breite minimal sind. Wenn im folgenden von Temperatur-Anomalien und Linien gleicher Anomalie oder Isanomalen die Rede ist, so sind immer diese relativen Anomalien des Inlands gegen die Küste gemeint. Um die Konstruktion einer Karte der Isanomalen zu erleichtern, wurde noch eine Anzahl Stationen aus Britisch-Ostafrika, Britisch-Zentralafrika und dem Kongostaate herangezogen, deren Mittelwerte in Tabelle 22, in hundertteilige Grade verwandelt, aufgeführt sind. Bei der Ableitung der Monatsmittel dieser Stationen machte es sich unangenehm bemerkbar, daß die Ablesungen zu sehr verschiedenen und teilweise ungeeigneten Tageszeiten angestellt sind. So ist vielfach um 9a beobachtet, eine Stunde, zu der ausweislich der Thermographen-

1) Nach Lemaire M. s. 16. S. 36.

Beobachtungen in D. ü. m. B. X in Ost-Afrika das Tagesmittel bereits stark überschritten ist. Ich habe mit Hilfe der soeben zitierten Thermographen-Beobachtungen für jede vorkommende Kombination von Beobachtungs-Stunden eine Formel ausgesucht, die möglichst nahe das Monatsmittel ergibt; sie ist in den Bemerkungen zu Tab. 22 jedesmal mit aufgeführt.

Tabelle 22. Monatsmittel der Temperatur von 12 Stationen in Britisch-Ost- und Zentralafrika und in Mpwéto (hundertteilige Grade).

	Mombasa 1894 bis 1900	Kismayu 1896 bis 1900	Sagala 1893	Kibwezi 1897	Machakos 1894 und 1896 bis 1900	Fort Smith 1894 bis 98 und 1900	Namirembe 1893 und I 94	Kambola 1898	Nkata-Bay 1898 bis 1900	Fort Johnston 1898 bis III 99 und XI, XII 1900	Zomba Teile von 1892 bis 1894, 1898 und 99	Lauderdale 1894 bis 1900	Mpwéto 1898
Januar	26°9	26°6		21°7	17°9	17°0	20°9	18°8	24°2	25°8	21°9	22°5	
Februar	27.1	26.6	22°	23.5	18.9	18.0		19.4	24.1	25.2	21.0	22.1	
März	27.9	27.4	24.	24.4	18.8	17.8	19.1	21.0	24.2	25.4	20.9	22.1	
April	27.7	28.1	20.	23.1	18.4	17.1	19.4	20.0	23.6	23.9	19.8	20.8	
Mai	25.8	26.8	20.	22.0	17.6	16.2	19.2	19.2	22.1	22.2	17.5	18.7	
Juni	24.9	25.2	19.	21.1	15.6	14.6	19.2	17.2	19.4	19.5	16.3	16.9	
Juli	24.2	24.7	18.5	20.8	14.8	13.9	18.2	16.1	19.4	19.0	15.6	17.1	
August	24.4	24.7	18.5	21.4	15.2	13.5	19.7	17.7	20.2	19.5	17.0	18.1	
September	25.3	24.9	20.	22.1	17.0	15.3	18.8	21.9	22.9	23.8	20.1	21.0	
Oktober	26.0	26.1	20.5	23.3	18.3	16.6	19.5	22.5	25.0	27.2	22.9	23.9	25°2
November	26.9	27.0	23.	24.0	17.5	16.0	19.7	20.7	27.0	28.0	23.1	24.2	23.2
Dezember	27.0	27.0		22.6	17.7	16.4	20.9	20.2	25.6	26.9	22.1	22.7	23.1
Jahr	26.2	26.3		22.5	17.2	16.0		19.4	23.1	24.4	19.8	20.8	

Bemerkungen zu Tabelle 22. Die Angaben für die englischen Stationen sind entnommen aus „Report of the British Association for the advancement of science 1894 bis 1901, diejenigen für Mpwéto aus Lemaire, Mission scientifique du Katanga. Journal de Route 1ère section.

Mombasa Br. 4°1 S. Lg. 39°7 O. Höhe 20 m. Mitteltemperatur berechnet 1894 nach $^1/_4$ (3 × 7.5 a + 4 p), 1895 nach $^1/_6$ (9 a + 2 max + 3 min), 1896 bis 1900 nach 9 a − 1°2. Die Formeln stimmen in Daressalam und Tanga.

Kismayu Br. 0°4 S. Lg. 43°5 O. Höhe 20 m. Mitteltemperatur gleich 9a–1°2.

Sagala (Taita) Br. 3°5 S. Lg. 38°6 O. Höhe 1000 m. Mitteltemp. gleich $^1/_2$ (max + min) − 1°.

Kibwezi (Ukamba) Br. 2°4 S. Lg. 37°9 O. Höhe 900 m. Mitteltemp., wie im Report angegeben, aus $^1/_4$ (7 a + 2 p + 2 × 9 p).

Machakos (Ukamba) Br. 1°5 S. Lg. 37°3 O. Höhe 1750 m. Mitteltemp. 1894 aus $^1/_4$ (3 × 7.5 a + 4 p), 1896 bis 1899 gleich 9 a − 1°7 (bestimmt nach Kwei, Kiboscho und Tossamaganga) und 1900 aus $^1/_6$ (9 a + 2 max + 3 min).

Fort Smith (Kikuyu) Br. 1°2 S. Lg. 36°7 O. Höhe 2050 m. Mitteltemp. 1894 aus $^1/_4$ (3 × 7.5a + 4p), 1895 aus $^1/_6$ (9a + 2 max + 3 min), 1896 und 97 gleich 9.5a − 2°, 1898 gleich 9a − 1°7, 1900 X bis XII aus $^1/_2$ (max + min) − 2°.

Namirembe (Uganda) Br. 0°3 N. Lg. 32°6 O. Höhe 1200 m. Mitteltemp. aus $^1/_2$ (max + min). Unsichere Angaben.

Kambola (Tanganjikaplateau) Br. 8°8 S. Lg. 31°0 O. Höhe 1500 m. Mitteltemp. aus $^1/_3$ (2 × 7a + 3 max + 3 min).

Nkata Bay (Njassaland) Br. 11°6 S. Lg. 34°3 O. Höhe 520 m. Mitteltemp. nach Report aus $^1/_4$ (7a + 2p + 2 × 9p).

Fort Johnston (Njassaland) Br. 14°5 S. Lg. 35°2 O. Höhe 500 m. Mitteltemp. nach Report aus $^1/_4$ (7a + 2p + 2 × 9p).

Zomba (Schirehochland) Br. 15°4 S. Lg. 35°3 O. Höhe 930 m. Mitteltemp. 1892 bis 1894 = 8a, 1898 aus $^1/_3$ (7a + 2p + 9p), 1899 aus $^1/_4$ (7a + 2p + 2 × 9p).

Lauderdale (Mlanje) Br. 16°0 S. Lg. 35°6 O. Höhe 800 m. Mitteltemp. 1894 aus $^1/_6$ (6a + 6p + 2 max + 2 min), 1895 bis 1898 aus $^1/_3$ (6a + 2p + 9p), 1899 nach Report aus $^1/_4$ (6a + 2p + 2 × 9p), 1900 aus $^1/_6$ (6a + 9p + 2 max + 2 min).

Mpwéto (Kongostaat) Br. 8°5 S. Lg. 28°9 O. Höhe 1000 m. Mitteltemp. aus $^1/_2$ (max + min) − 1°.

Außerdem sind noch die Monatsmittel der Stationen Fwambo [1]) Br. 8°9 S. Lg. 31°5 O. Höhe 1600 m, Kavala [1]) Br. 5°4 S. Lg. 29°5 O. Höhe 850 m, Kakoma und Igonda [2]) Br. 5°7 S. Lg. 32°6 O. Höhe 1100 m. benutzt worden, so wie sie von Hann a. a. O. auszugsweise mitgeteilt sind. Die Lage sämtlicher Stationen zeigt Figur 22 (s. Taf. IX u. XI).

Für die Stationen von Britisch-Ostafrika dienten Mombasa und Kismayu als Küstenstationen, für diejenigen in den Njassa- und Schireländern die Küstenstationen in Deutsch-Ostafrika, nachdem sie mit Hilfe der Isothermenkarten in dem von der Seewarte herausgegebenen Atlas des Indischen Ozeans auf die Breite von 15° S. reduziert worden waren. Als normale Temperaturabnahme mit der Höhe wurde auch hier 0°50 auf 100 m angesehen.

Die Unterschiede gegen die auf den Küstenbeobachtungen beruhenden Normal-Temperaturen sind, auf ganze Grade abgerundet, in Fig. 23 (s. Taf. IX) bei jeder Station mit roter Farbe eingeschrieben. Dazwischen wurden möglichst ungezwungen die Isanomalen gezogen. Es wurde dabei darauf Rücksicht genommen, daß die Bergstationen und die im Bereich der Land- und Seewinde der großen Binnenseen gelegenen Uferstationen stets etwas tiefere Temperaturen aufweisen, als die Plateaustationen, die allein für den Verlauf der Isanomalen maßgebend sind, da sie die Temperatur-Verhältnisse der ausgedehnten Hochflächen wiederspiegeln.

Im Januar und Februar (Fig. 23), während des Südsommers sendet das weiter südlich gelegene Gebiet zu großer Erwärmung einen Ausläufer in die zentralen Teile der Kolonie, deren Temperatur jedoch kaum um einen Grad zu hoch ist. Im

1) Meteorologische Zeitschrift Bd. X S. 59. 1893.

2) Meteorologische Zeitschrift Bd. IV S. 421. 1887.

März bildet sich über der Kolonie ein selbständiges Gebiet zu hoher Temperatur heraus, das sich nach Westen bis zum Tanganjika ausdehnt, und dessen Zentrum etwa über Tabora liegt. Im April nimmt der Temperaturüberschuß zu, und das Gebiet der höchsten Temperatur ist schon über den Tanganjika nach Westen vorgerückt; in der Nähe der Küste haben sich im Norden und Süden Gebiete mit zu niedriger Temperatur gebildet, die im Mai an Temperaturmangel und Ausdehnung zunehmen, während sich das Gebiet zu hoher Temperatur weiter nach Norden verschoben hat. Im Juni haben die beiden Gebiete zu geringer Temperatur sich vereinigt und bilden einen der Küste parallelen Streifen, der den ganzen Süden der Kolonie und den Njassa-See umfaßt und das Gebiet des Temperaturüberschusses von der Küste trennt. Dieses hat an Intensität stark zugenommen und hat dem Sonnenstande entsprechend seine nördlichste Lage in dem Nordwestwinkel der Kolonie eingenommen. Im Juli, August und September wandert das Zentrum des Auflockerungsgebietes westlich vom Tanganjika wieder nach Süden, dabei an Intensität immer zunehmend (bis 7°) und sich nach Osten ausdehnend, wodurch der Streifen zu geringer Temperatur an der Küste zurückgedrängt wird und schließlich verschwindet. Im Oktober und November rückt auch der zentrale Teil des Gebiets zu hoher Temperatur wieder nach Osten vor, so daß er sich im November gerade über dem Njassa-See befindet, wobei seine Intensität rasch abnimmt, obwohl die Sonne zu dieser Zeit ihren höchsten Stand erreicht. Im Dezember folgt das Auflockerungsgebiet der Sonne weiter nach Süden, während über den zentralen Teilen der Kolonie noch ein abgesonderter an Intensität stark abnehmender Zweig bestehen bleibt, der im Januar und Februar dann in den Ausläufer des Gebiets zu hoher Temperatur übergeht, mit dem der Kreislauf des Jahres wieder beginnt.

24. Die barometrischen Höhen von sieben weiteren ostafrikanischen Stationen und ihre jährlichen Perioden.

Verfolgt man im besonderen den Temperaturgang an den Stationen Tabora und Udjidji, so fällt sofort seine vollständige Übereinstimmung mit der früher gefundenen Periode des Luftdruck-Gradienten in die Augen.

Um den daraus zu ziehenden Schlüssen aber größere Sicherheit zu verleihen, habe ich noch untersucht, ob sich auch an einigen anderen Stationen, von denen Luftdruck-Messungen vorliegen, dieselbe Parallelität zeigt. Die Resultate, aus denen die jährlichen Gänge der barometrischen Höhen zu ersehen sind, sind in Tabelle 23 in den Spalten 1 enthalten. In Spalte 2 steht die Abweichung der Monatshöhen vom Jahresmittel im Sinne: Mittel—Beobachtung. Die mittleren Abweichungen sind aus den Δh nach Art des mittleren Fehlers berechnet worden. Der Index *Mn* bezeichnet die jedesmal benutzte an der Küste (Meeresniveau) möglichst in gleicher Breite gelegene untere Basisstation, deren Name in der Überschrift steht.

Die obere Basisstation (Index *K*) ist in allen Fällen Kwei; es mußte als solche beibehalten werden, obwohl sein Breitenunterschied gegen die drei letzten Stationen der Tabelle 23 recht beträchtlich ist; aber eine andere Station weiter im Süden, die es hätte ersetzen können, ist nicht vorhanden.

Tabelle 23. Barometrische Höhenunterschiede einiger weiterer Stationen in Ost-Afrika.

Monat	1	2	1	2	1	2	1	2
	Kibwezi – {Mombasa, Lamu, Kismayu}		Kwei — Kibwezi		Marangu — Bagamojo		Kwei — Marangu	
	barometr. Höhenunterschied	Abweichung vom Mittel	barometr. Höhenunterschied	Abweichung vom Mittel	barometr. Höhenunterschied	Abweichung vom Mittel	barometr. Höhenunterschied	Abweichung vom Mittel
	$= h_{Mn}$	$= \Delta h_{Mn}$	$= h_K$	$= \Delta h_K$	$= h_{Mn}$	$= \Delta h_{Mn}$	$= h_K$	$= \Delta h_K$
Januar	921 m	— 2 m	737 m	— 1 m	1590 m	— 12 m	68 m	+ 3 m
Februar	922	— 3	746	— 10	1595	— 17	71	0
März	904	[+ 15]	764	[— 28]	1582	— 4	74	— 3
April	921	— 2	743	— 7	1583	— 5	75	— 4
Mai	918	+ 1	739	— 3	1575	+ 3	74	— 3
Juni	912	+ 7	734	+ 2	1568	+ 10	72	— 1
Juli	916	+ 3	728	+ 8	1568	+ 10	70	+ 1
August	925	— 6	720	+ 16	1569	+ 9	69	+ 2
September	925	— 6	723	+ 13	1578	0	68	+ 3
Oktober	919	0	726	+ 10	1577	+ 1	67	+ 4
November	925	— 6	733	+ 3	1592	— 14	67	+ 4
Dezember	921	— 2	734	+ 2	1590	— 12	66	+ 5
Mittel und mittlere Abw.	919	± 4	736	± 9	1578	± 10	71	± 3

Monat	1	2	1	2	1	2	1	2
	Kilossa — Daressalam		Kwei — Kilossa		Namirembe — Kismayu		Kwei — Namirembe	
	barometr. Höhenunterschied	Abweichung vom Mittel	barometr. Höhenunterschied	Abweichung vom Mittel	barometr. Höhenunterschied	Abweichung vom Mittel	barometr. Höhenunterschied	Abweichung vom Mittel
	$= h_{Mn}$	$= \Delta h_{Mn}$	$= h_K$	$= \Delta h_K$	$= h_{Mn}$	$= \Delta h_{Mn}$	$= h_K$	$= \Delta h_K$
Januar	517 m	— 4 m	1135 m	+ 6 m	1184 m	+ 9 m	461 m	— 9 m
Februar	513	0	1149	— 8	(1178)	(+ 15)	(474)	(— 22)
März	509	+ 4	1147	— 6	1179	+ 14	475	— 23
April	504	+ 9	1145	— 4	1187	+ 6	460	— 8
Mai	504	+ 9	1153	— 12	1195	— 2	447	+ 5
Juni	500	+ 13	1145	— 4	1202	— 9	433	+ 19
Juli	510	+ 3	1134	+ 7	1201	— 8	431	+ 21
August	512	+ 1	1131	+ 10	1220	— 27	428	+ 24
September	517	— 4	1130	+ 11	1205	— 12	431	+ 21
Oktober	518	— 5	1133	+ 8	1201	— 8	440	+ 12
November	524	— 11	1132	+ 9	1185	+ 8	472	— 20
Dezember	524	— 11	1135	+ 6	1178	+ 15	472	— 20
Mittel und mittlere Abw.	513	± 8	1141	± 8	1193	± 13	452	± 19

Monat	1 Lofoi—Lindi barometr. Höhenunterschied $= h_{Mn}$	2 Lofoi—Lindi Abweichung vom Mittel $= \Delta h_{Mn}$	1 Kwei—Lofoi barometr. Höhenunterschied $= h_K$	2 Kwei—Lofoi Abweichung vom Mittel $= \Delta h_K$	1 Langenburg—{Mohorro / Lindi} barometr. Höhenunterschied $= h_{Mn}$	2 Langenburg—{Mohorro / Lindi} Abweichung vom Mittel $= \Delta h_{Mn}$	1 Kwei—Langenburg barometr. Höhenunterschied $= h_K$	2 Kwei—Langenburg Abweichung vom Mittel $= \Delta h_K$
Januar					497 m	— 6 m	1156 m	0 m
Februar					493	— 2	1157	— 1
März	922 m	+ 25 m	736 m	— 20 m	493	— 2	1168	— 12
April	922	+ 25	734	— 18	483	+ 8	1168	— 12
Mai	910	+ 37	731	— 15	478	+ 13	1156	0
Juni	949	— 2	715	+ 1	478	+ 13	1159	— 3
Juli	966	— 19	699	+ 17	475	+ 16	1160	— 4
August	966	— 19	705	+ 11	473	+ 18	1164	— 8
September	983	— 36	701	+ 15	487	+ 4	1164	— 8
Oktober	964	— 17	704	+ 12	519	— 28	1139	+ 17
November					517	— 26	1138	+ 18
Dezember					502	— 11	1148	+ 8
Mittel und mittlere Abw.	947	± 26	716	± 16	491	± 15	1156	± 10

Monat	1 Fort Johnston—Lindi barometr. Höhenunterschied $= h_{Mn}$	2 Fort Johnston—Lindi Abweichung vom Mittel $= \Delta h_{Mn}$	1 Kwei—Fort Johnston barometr. Höhenunterschied $= h_K$	2 Kwei—Fort Johnston Abweichung vom Mittel $= \Delta h_K$
Januar	485 m	+ 2 m	1163 m	+ 2 m
Februar	484	+ 3	1168	— 3
März	484	+ 3	1170	— 5
April	474	+ 13	1171	— 6
Mai	473	+ 14	1170	— 5
Juni	467	+ 20	1178	— 13
Juli	467	+ 20	1174	— 9
August	470	+ 17	1166	— 2
September	503	— 16	1165	0
Oktober	509	— 22	1151	+ 14
November	514	— 27	1157	+ 8
Dezember	505	— 18	1159	+ 6
Mittel und mittlere Abw.	487	± 17	1165	± 8

Bemerkungen zu Tabelle 23. Kibwezi[1]). Die meteorologischen Elemente sind aus dem Report of the British Association for the advancement of science 1898 entnommen. Sie sind 1897 beobachtet, Luftdruck und Dunstdruck sind nach der Formel $^1/_3$ (7a + 2p + 9p) berechnet, die Temperatur nach $^1/_4$ (7a + 2p + 2 × 9p). Als Küstenstationen dienten Mombasa, Lamu und Kismayu, auf denen jedoch nur um 9a beobachtet ist. Die Reduktionen auf das Monatsmittel sind mittels der von Maurer mitgeteilten täglichen Perioden von Daressalam ausgeführt, wobei für einige Monate die Amplitude der täglichen Luftdruck-Schwankung etwas größer angenommen wurde, wie die Beobachtungen von Mombasa aus früheren Jahrgängen, die um 10a und 4p angestellt sind, es andeuten. Das Mittel der geogr. Breiten der drei Küstenstationen ist gleich der Breite von Kibwezi.

Marangu, wissenschaftliche Station. Die Mittelwerte von Luftdruck und Lufttemperatur sind aus den Mittheilungen von Forschungsreisenden und Gelehrten aus den Deutschen Schutzgebieten Bd. IX, 1896 entnommen. Der Luftdruck und Dunstdruck ist aus $^1/_3$ (7a + 2p + 9p), die Temperatur aus $^1/_4$ (7a + 2p + 2 × 9p) berechnet. Die Reduktion auf Normalschwere ist in den a. a. O. mitgeteilten Zahlen bereits enthalten. Die Beobachtungen umfassen die Zeit von Juli 1893 bis Dezember 1894. Gleichzeitige Beobachtungen von der Küste liegen nur aus Bagamojo vor, deren Mittelwerte aus Maurer: Meteorologische Beobachtungen aus Deutsch-Ostafrika, Mittheilungen a. d. Deutschen Schutzgebieten Bd. XVI, 1903 entnommen sind. Sie sind nach denselben Formeln gebildet, wie die Werte von Marangu. Eine Reduktion des Luftdrucks auf die Breite von Marangu hat nicht stattgefunden, da die Beobachtungen in Marangu nicht zuverlässig sind (vergl. a. a. O.). Von der Höhenstation Kwei sind aus diesen Jahren keine Beobachtungen vorhanden. Daher wurden die aus dem ganzen Material von Maurer (a. a. O. S. 72) gebildeten Mittelwerte benutzt und die Höhen durch eine einfache Kurve ausgeglichen, weil die Beobachtungen aus verschiedenen Jahren herrühren.

Kilossa. Die Mittelwerte der meteorologischen Elemente sind nach Maurer (a. a. O.) angenommen und daher nach den bei Marangu zitierten Formeln berechnet. Das Beobachtungsjahr ist 1897. In Kwei sind im März und April dieses Jahres schon oben lokale Störungen konstatiert worden (vergl. S. 65), die über 10m betragen. Der Höhenunterschied Kwei—Kilossa wurde deswegen in diesen beiden Monaten nach Tabelle 9 (S. 59) korrigiert.

Namirembe[1]). Die Beobachtungen sind dem Report of the British Association for the advancement of science 1894 entnommen und gehen von März 1893 bis Januar 1894. Zur Messung des Luftdrucks diente ein Aneroid, dessen Korrektionen nicht bekannt sind; indessen läßt der Umstand, daß der Luftdruck im Januar 1894 nahezu gleich dem vom März 1893 ist, darauf schließen, daß die Korrektion konstant geblieben ist. Infolgedessen wird die berechnete Höhe wahrscheinlich noch einer

1) Über die Lage dieser Station siehe Bemerkungen zu Tabelle 22 (S. 88).

Korrektion bedürfen, ihre Periode aber, auf die es hier in erster Linie ankommt, sich nahezu richtig ergeben. Die Ablesungen sind um $8^1/_4$a gemacht und mußten daher noch mit Hilfe des in Tabora am Barographen beobachteten täglichen Ganges auf Monatsmittel reduziert werden. Die Korrektionen des Thermometers sind ebenfalls nicht bekannt, das Monatsmittel ist nach $t = {}^1/_2$ (max + min) berechnet; es scheint aber in den meisten Monaten viel zu klein zu sein, wie ein Vergleich mit den in Bukoba beobachteten Temperaturen ergibt. Es entsteht hierdurch ein weiteres Moment der Unsicherheit. Der Dunstdruck ist gleich den Mittelwerten der entsprechenden Monate in Bukoba gesetzt. Von der Küste sind aus demselben Zeitraum nur Beobachtungen aus Bagamojo bekannt. Sie wurden wegen des starken Breitenunterschiedes mit Hilfe des „Atlas des Indischen Ozeans" der Deutschen Seewarte auf die Breite von Namirembe (0°) reduziert. Die Luftdruckwerte stimmen mit den in einem anderen Jahr in Kismayu (Breite 0°4 S.) beobachteten gut überein und wurden daher beibehalten. Die Temperaturen fielen aber sehr viel niedriger aus, als die in Kismayu beobachteten, daher wurden die in Tab. 22 (S. 88) gegebenen Mitteltemperaturen dieses Ortes als diejenigen der unteren Basisstation angenommen. Der Dunstdruck wurde gleich dem von Lamu gesetzt. Da von der oberen Basisstation Kwei aus dem Jahre 1893 keine Beobachtungen vorhanden sind, wurde dafür das Mittel aller vorhandenen Jahre benutzt.

Lofoi. Die Mittelwerte von Luftdruck und Temperatur sind aus Lemaire M. s. 16 entnommen. Der Dunstdruck wurde nach der Hannschen Formel (s. S. 49) aus demjenigen von Tabora berechnet. Das Beobachtungsjahr ist 1899. Wie die Mittelwerte gefunden sind, ist nicht bekannt. Diejenigen der Basisstation Lindi, Rosahöhe sind nach Maurer (a. a. O.) angenommen.

Langenburg. Der Luftdruck ist nach den Beobachtungen des Bezirksamtsschreibers Herrn Kleemann aus $^1/_3$ (7a + 2p + 9p) berechnet, doch sind einige Monate wegen geringer Anzahl der Beobachtungen recht unsicher, die Beobachtungszeit ist Juni 1898 bis Juni 1899. (Von mir mitgeteilt in den Mitt. a. d. Deutsch. Schutzgeb. Bd. XVI, S. 201, 1903). Als Lufttemperatur ist diejenige von Ikombe genommen, das nur wenige Kilometer von Langenburg entfernt unter genau denselben klimatischen Bedingungen liegt. Die Beobachtungen bei Maurer (a. a. O.) gehen jedoch nur bis November 1898. Für die übrigen Monate wurde das aus früheren Beobachtungen abgeleitete Mittel der Temperaturen in Ikombe verwendet. Für den Dunstdruck gilt das gleiche. Als Basisstationen wurden Lindi, Rosahöhe und Mohorro nach Maurer (a. a. O.) genommen und aus den Resultaten das Mittel gebildet. Die in der Tabelle angegebenen Höhen beziehen sich bereits auf den Spiegel des Njassa-Sees, der 4 m unter dem Stationsbarometer liegt.

Fort Johnston. Die Elemente sind für 1898 aus dem Report of the British Association for the advancement of science 1899 (Dover) entnommen und nach $^1/_3$ (7a + 2p + 9p) gemittelt. Die Barometerangaben müssen, wie ein Vergleich mit den gleichzeitigen Beobachtungen in Langenburg ergibt, bereits

auf 0° reduziert sein, obwohl im Report die Bemerkung „as read" steht. Auch im Report von 1901 sind Barometerablesungen von Fort Johnston aus dem Jahre 1898 abgedruckt, die aber von denen des Reports von 1899 stark abweichen, und tatsächlich nicht auf 0° reduziert zu sein scheinen. Aus dem Report von 1901 sind außerdem Beobachtungen von Januar bis März 1899 und Oktober bis Dezember 1900 entnommen. Diejenigen von Januar bis Juni 1900 weichen so stark ab, daß ein grober Fehler darin zu sein scheint, sie wurden deshalb ausgeschlossen. Für diejenigen Monate, in denen gleichzeitige Beobachtungen in Lindi fehlen, wurde das Gesamtmittel der in Lindi, Stadt und Lindi, Rosahöhe gemachten Beobachtungen nach Maurer (a. a. O.) angesetzt. Eine Korrektion wegen Änderung des Barometerstandes mit der Breite ist nicht angebracht. Die in der Tabelle angegebenen Höhenunterschiede beziehen sich schon auf den Njassa-Spiegel, der nach meiner Erinnerung etwa 7 m unter dem Barometer in Fort Johnston anzunehmen ist.

25. Die Temperatur- und Isobaren-Korrektionen dieser Stationen und die Beziehungen zwischen Isobaren-Korrektionen und Temperatur-Anomalien.

Für jede der neu hinzugekommenen Stationen wurden dann in derselben Weise, wie für Tabora und Udjidji, die Gleichungen (*E*) (s. S. 82) aufgestellt und auf die Form (*E**) gebracht. Dazu war die Kenntnis des Verhältnisses der Temperatur-Reduktionen $(\vartheta - t)^j_{Mn}$ zu $(\vartheta - t)^j_K$ nötig, das wieder gleich dem Verhältnis der jährlichen Amplituden angenommen wurde, und wofür sich die in Tabelle 24 enthaltenen Werte ergaben.

Tabelle 24. Verhältnis der Temperatur-Reduktionen $\frac{(\vartheta - t)^j_K}{(\vartheta - t)^j_{Mn}}$.

Kibwezi	$(\vartheta - t)^j_K = 1.08\ (\vartheta - t)^j_{Mn}$
Marangu	0.87
Kilossa	1.04
Namirembe	1.54
Lofoi	1.11
Langenburg	1.15
Fort Johnston	1.05.

Die Auflösung der Gleichungssysteme (*E**) lieferte dann folgende Formeln für $(\vartheta - t)^j_{Mn}$ und $(\beta - b)^j_{Mn}$

(E**)

für Kibwezi
$(\theta - t)^j_{Mn} = +0.173\ \Delta h_{Mn} + 0.176\ \Delta h_K$
$(\beta - b)^j_{Mn} = +0.041 \quad -0.046$

„ Marangu
$(\theta - t)^j_{Mn} = +0.182 \quad +0.170$
$(\beta - b)^j_{Mn} = +0.002 \quad -0.080$

„ Kilossa
$(\theta - t)^j_{Mn} = +0.172 \quad +0.175$
$(\beta - b)^j_{Mn} = +0.061 \quad -0.025$

„ Namirembe
$(\theta - t)^j_{Mn} = +0.150 \quad +0.165$
$(\beta - b)^j_{Mn} = +0.035 \quad -0.058$

„ Lofoi
$(\theta - t)^j_{Mn} = +0.176 \quad +0.178$
$(\beta - b)^j_{Mn} = +0.042 \quad -0.045$

„ Langenburg
$(\theta - t)^j_{Mn} = +0.167 \quad +0.170$
$(\beta - b)^j_{Mn} = +0.066 \quad -0.020$

„ Fort Johnston
$(\theta - t)^j_{Mn} = +0.179 \quad +0.182$
$(\beta - b)^j_{Mn} = +0.065 \quad -0.022.$

Nach diesen Gleichungen wurden die Werte von $(\theta - t)^j_{Mn}$ und $(\beta - b)^j_{Mn}$ für alle Stationen und alle Monate einzeln berechnet und in Tabelle 25 in den

Tabelle 25. Unterschiede der barometrischen und der beobachteten Temperaturen und Luftdruck-Gradienten.

Monat	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
	Kibwezi					Marangu				
	$(\theta - t)^j_{Mn}$	$(\beta - b)^j_{Mn}$ Beob.	Δt	$(\beta - b)^j_{Mn}$ Rechn.	$v = R - B$	$(\theta - t)^j_{Mn}$	$(\beta - b)^j_{Mn}$ Beob.	Δt	$(\beta - b)^j_{Mn}$ Rechn.	$v = R - B$
		mm		mm	mm		mm		mm	mm
Januar	− 0°5	0.0	+ 0°5	− 0.2	− 0.2	− 1°7	− 0.3	+ 1°	− 0.2	+ 0.1
Februar	− 2.3	+ 0.3	+ 1	− 0.4	− 0.7	− 3.1	0.0	+ 1	− 0.2	− 0.2
März	− 2.3	[+ 1.9]	+ 1	− 0.4	[− 2.3]	− 1·2	+ 0.3	+ 1	− 0.2	− 0.5
April	− 1.5	+ 0.2	− 1	+ 0.2	0.0	− 1.6	+ 0.5	0	+ 0.1	− 0.4
Mai	− 0.3	+ 0.2	− 1	+ 0.2	0.0	0.0	+ 0.3	− 1	+ 0.4	+ 0.1
Juni	+ 1.6	+ 0.2	− 1	+ 0.2	0.0	+ 1.6	+ 0.1	− 0.5	+ 0.2	+ 0.1
Juli	+ 1.9	− 0.2	0	− 0.1	+ 0.1	+ 2.0	− 0.1	0	+ 0.1	+ 0.2
August	+ 1.8	− 1.0	+ 1	− 0.4	+ 0.6	+ 2.0	− 0.2	+ 1	− 0.2	0.0
September	+ 1.3	− 0.8	+ 1	− 0.4	+ 0.4	+ 0.6	− 0.3	+ 1	− 0.2	+ 0.1
Oktober	+ 1.8	− 0.5	+ 1.5	− 0.5	0.0	+ 0.9	− 0.3	+ 1.5	− 0.3	0.0
November	− 0.5	− 0.4	+ 1	− 0.4	0.0	− 1.8	− 0.4	+ 1.5	− 0.3	+ 0.1
Dezember	+ 0.1	− 0.2	+ 1	− 0.4	− 0.2	− 1.2	− 0.4	+ 1.5	− 0.3	+ 0,1
Quadrat-Summe		2.3			1.2		1.1			0.5

Monat	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
	Kilossa					Namirembe				
	$(\theta-t)^{j}_{Mn}$	$(\beta-b)^{j}_{Mn}$ Beob.	Δt	$(\beta-b)^{j}_{Mn}$ Rechn.	$v = R-B$	$(\theta-t)^{j}_{Mn}$	$(\beta-b)^{j}_{Mn}$ Beob.	Δt	$(\beta-b)^{j}_{Mn}$ Rechn.	$v = R-B$
		mm		mm	mm		mm		mm	mm
Januar	+ 0.5	— 0.2	+ 1°	0.0	+ 0.2	— 0.1	+ 0.8	0°	+ 1.4	+ 0.6
Februar	— 1.2	+ 0.1	+ 1	0.0	— 0.1	— 1.4	+ 1.8	0	+ 1.4	— 0.4
März	— 0.4	+ 0.4	+ 1	0.0	— 0.4	— 1.7	+ 1.8	0	+ 1.4	— 0.4
April	+ 0.8	+ 0.6	+ 0.5	+ 0.2	— 0.4	— 0.4	+ 0.7	+ 0.5	+ 1.0	+ 0.3
Mai	— 0.6	+ 0.6	— 0.5	+ 0.6	0.0	+ 0.5	— 0.4	+ 2	— 0.1	+ 0.3
Juni	+ 1.6	+ 0.7	— 1	+ 0.8	+ 0.1	+ 1.7	— 1.4	+ 4	— 1.6	— 0.2
Juli	+ 1.8	0.0	0	+ 0.4	+ 0.4	+ 2.3	— 1.5	+ 4	— 1.6	— 0.1
August	+ 1.9	— 0.1	+ 1	0.0	+ 0.1	0.0	— 2.3	+ 5	— 2.3	0.0
September	+ 1.2	— 0.3	+ 2	— 0.4	— 0.1	+ 1.7	— 1.6	+ 4	— 1.6	0.0
Oktober	+ 0.7	— 0.4	+ 2.5	— 0.6	— 0.2	+ 0.8	— 1.0	+ 3	— 0.8	+ 0.2
November	— 0.2	— 0.8	+ 2.5	— 0.6	+ 0.2	— 2.1	+ 1.5	0	+ 1.4	— 0.1
Dezember	— 0.8	— 0.8	+ 2	— 0.4	+ 0.4	— 1.1	+ 1.7	0	+ 1.4	— 0.3
Quadrat-Summe		3.0			0.8		26.0			1.0

Monat	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
	Tabora					Udjidji				
	$(\theta-t)^{j}_{Mn}$	$(\beta-b)^{j}_{Mn}$ Beob.	Δt	$(\beta-b)^{j}_{Mn}$ Rechn.	$v = R-B$	$(\theta-t)^{j}_{Mn}$	$(\beta-b)^{j}_{Mn}$ Beob.	Δt	$(\beta-b)^{j}_{Mn}$ Rechn.	$v = R-B$
		mm		mm	mm		mm		mm	mm
Januar	+0.8	+0.6	+1°	+1.0	+0.4	+0.7	+1.3	0°	+1.4	+0.1
Februar	+1.6	+1.6	+1	+1.0	−0.6	+0.8	+1.5	0	+1.4	−0.1
März	−0.7	+1.6	+1	+1.0	−0.6	+0.1	+1.2	+1	+0.9	−0.3
April	+0.5	+0.7	+1.5	+0.7	0.0	−0.6	+0.9	+2	+0.4	−0.5
Mai	+1.5	0.0	+2	+0.5	+0.5	−1.1	+0.2	+2.5	+0.2	0.0
Juni	+0.7	−0.5	+3	−0.1	+0.4	−0.9	−0.4	+3.5	−0.3	+0.1
Juli	+0.3	−0.3	+3	−0.1	+0.2	+0.2	−1.1	+5	−1.1	0.0
August	0.0	−0.8	+4.5	−0.9	−0.1	+0.3	−1.8	+6.5	−1.8	0.0
September	−2.0	−1.4	+6.	−1.6	−0.2	−0.3	−1.5	+6	−1.6	−0.1
Oktober	−1.8	−1.3	+5.5	−1.4	−0.1	−0.5	−1.2	+5	−1.1	+0.1
November	−1.7	−0.2	+3.5	−0.3	−0.1	+0.9	+0.1	+2	+0.4	+0.3
Dezember	0.0	+0.3	+2	+0.5	+0.2	+0.3	+0.8	+0.5	+1.2	+0.4
Quadrat-Summe		10.7			1.4		15.2			0.6

Monat	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
	Lofoi					Langenburg				
	$(\theta-t)^j_{Mn}$	$(\beta-b)^j_{Mn}$ Beob.	Δt	$(\beta-b)^j_{Mn}$ Rechn.	v $=R-B$	$(\theta-t)^j_{Mn}$	$(\beta-b)^j_{Mn}$ Beob.	Δt	$(\beta-b)^j_{Mn}$ Rechn.	v $=R-B$
		mm		mm	mm		mm		mm	mm
Januar						— 1°0	— 0.4	+ 1°	+ 0.3	+ 0.7
Februar						— 1.8	— 0.1	+ 1	+ 0.3	+ 0.4
März	+ 0°8	+ 1.9	0°	+ 2.0	+ 0.1	— 2.3	+ 0.1	+ 1	+ 0.3	+ 0.2
April	+ 1.2	+ 1.8	+ 1	+ 1.3	— 0.5	— 0.7	+ 0.8	+ 0.5	+ 0.5	— 0.3
Mai	+ 3.8	+ 2.2	+ 1.5	+ 1.0	— 1.2	+ 2.2	+ 0.9	0	+ 0.8	— 0.1
Juni	— 0.2	— 0.1	+ 2	+ 0.6	+ 0.7	+ 1.7	+ 0.9	— 0.5	+ 1.1	+ 0.2
Juli	— 0.3	— 1.6	+ 3	— 0.1	+ 1.5	+ 1.9	+ 1.2	0	+ 0.8	— 0.4
August	— 1.3	— 1.3	+ 4	— 0.8	+ 0.5	+ 1.6	+ 1.3	+ 1	+ 0.3	— 1.0
September	— 3.6	— 2.2	+ 7	— 2.8	— 0.6	— 0.6	+ 0.4	+ 2	— 0.3	— 0.7
Oktober	— 0.9	— 1.2	+ 4.5	— 1.1	+ 0.1	— 1.8	— 2.2	+ 5	— 2.1	+ 0.1
November						— 1.2	— 2.1	+ 4	— 1.5	+ 0.6
Dezember						— 0.4	— 0.9	+ 2	— 0.3	+ 0.6
Quadrat-Summe		21.8			5.0		15.8			3.2

Monat	1	2	3	4	5
	Fort Johnston				
	$(\theta-t)^j_{Mn}$	$(\beta-b)^j_{Mn}$ Beob.	Δt	$(\beta-b)^j_{Mn}$ Rechn.	v $=R-B$
		mm		mm	mm
Januar	+ 0°7	+ 0.1	+ 1°	0.0	— 0.1
Februar	0.0	+ 0.2	+ 1	0.0	— 0.2
März	— 0.4	+ 0.3	+ 1	0.0	— 0.3
April	+ 1.2	+ 0.9	— 0.5	+ 0.9	0.0
Mai	+ 1.6	+ 1.0	— 1	+ 1.2	+ 0.2
Juni	+ 1.3	+ 1.6	— 2	+ 1.8	+ 0.2
Juli	+ 1.8	+ 1.5	— 1	+ 1.2	— 0.3
August	+ 2.7	+ 1.1	— 0.5	+ 0.9	— 0.2
September	— 2.7	— 1.0	+ 2	— 0.6	+ 0.4
Oktober	— 1.5	— 1.7	+ 4.5	— 2.1	— 0.4
November	— 3.5	— 1.9	+ 4	— 1.8	+ 0.1
Dezember	— 2.1	— 1.3	+ 2	— 0.6	+ 0.7
Quadrat-Summe		17.2			1.2

Spalten 1 und 2 zusammengestellt. Die Resultate würden sich in Bezug auf die allein wichtige Unbekannte $(\beta - b)^j_{Mn}$ nur unwesentlich geändert haben, wenn für das Verhältnis von $(\theta - t)^j_K$ zu $(\theta - t)^j_{Mn}$ andere in der Nähe von 1 liegende Werte angenommen worden wären, während die andere Unbekannte $(\theta - t)^j_{Mn}$ auf die Höhe nur einen verschwindenden Einfluß hat, wie in Kap. 32 gezeigt werden wird. Es ist daher unwesentlich, welche Annahme über das Verhältnis $\frac{(\theta - t)^j_K}{(\theta - t)^j_{Mn}}$ gemacht wird. In der Spalte 3 der Tabelle 25 stehen zum Vergleich die aus den Kärtchen der Temperatur-Isanomalen in Fig. 23 (Taf. IX) entnommenen Temperaturunterschiede Δt der Stationen gegen die auf den Küstenbeobachtungen beruhenden Normal-Temperaturen auf halbe Grade abgerundet.

Aus dieser Tabelle und noch augenfälliger aus der graphischen Darstellung in Figur 24 (Taf. X) ergibt sich für alle 9 Stationen die Parallelität der jährlichen Perioden der Luftdruck-Gradienten $(\beta - b)^j_{Mn}$ und der relativen Temperatur-Anomalien Δt, die wir oben bereits für die Stationen Tabora und Udjidji vermutet hatten. Erstere sind in Fig. 24 schwarz, letztere rot gezeichnet.

Da wir bei Ableitung der Luftdruck-Gradienten von den Abweichungen der barometrischen Höhen von ihrem Jahresmittel ausgegangen sind, so ist auch das Jahresmittel der $(\beta - b)^j_{Mn}$ der Nullpunkt, von dem aus diese Größen gezählt sind. Da es nun vollkommen unbekannt, und sogar unwahrscheinlich ist (s. S. 84), daß das Jahresmittel der $(\beta - b)^j_{Mn}$ gleich Null ist, so muß man zu den Werten von $(\beta - b)^j_{Mn}$ in Spalte 2 einer jeden Station eine Konstante addieren, um die wahren Gradienten zu erhalten. Dies würde einer Parallelverschiebung der Kurven der Luftdruck-Gradienten in Fig. 24 nach oben oder nach unten entsprechen.

Zur Bestimmung dieser Konstanten dient der Satz von Teisserenc de Bort, daß die Luftdruck-Gradienten den Temperatur-Anomalien proportional sind. Um diesem Satze zu genügen, müssen die Kurven der Luftdruck-Gradienten (schwarz in Fig. 24) parallel zu sich nach oben oder unten so verschoben werden, daß sie mit den Kurven der Temperatur-Anomalien (rot) zusammenfallen. Bei der Gleichheit der Perioden der beiden Kurven ist dies im großen und ganzen möglich. Der Betrag, um den die schwarze Kurve verschoben werden muß, ist die gesuchte Konstante, und da die Kurven nach der Verschiebung zusammenfallen, ist die von Teisserenc de Bort geforderte Proportionalität alsdann vorhanden.

Rechnerisch läßt sich dies folgendermaßen darstellen.

Nennt man die Konstante, um die die Kurve der Luftdruck-Gradienten verschoben werden muß, c und den Proportionalitätsfaktor zwischen den wahren Luftdruck-Gradienten und den Temperatur-Anomalien x, so muß sein:

$$x \cdot \Delta t = (\beta - b)^j_{Mn} + c. \tag{F}$$

Jeder Monat liefert eine solche Gleichung, aus denen c und x für jede Station nach dem Rechenschema der M. d. kl. Qu. hergeleitet wurden. Die Resultate sind in Tabelle 26 (s. S. 100) zusammengestellt worden.

Die Darstellung der Luftdruck-Gradienten durch Gleichung (F) und die Konstanten der Tabelle 26 findet man in Tabelle 21 in der Spalte 4 als $(\beta - b)^j_{Mn}$ Rechn. Daneben auch den Unterschied v zwischen diesen berechneten $(\beta - b)^j_{Mn}$ und den aus den Beobachtungen hervorgegangenen der Spalte 2. Die große Verbesserung, die durch Annahme der Proportionalität zwischen $(\beta - b)^j_{Mn} + c$ und

Tabelle 26. Die wahrscheinlichsten Werte der Größen c und x.

Station	c	x
Kibwezi	+ 0.1 mm	— 0.29 mm
Marangu	— 0.1	— 0.32
Kilossa	— 0.4	— 0.39
Namirembe	— 1.4	— 0.73
Tabora	— 1.5	— 0.52
Udjidji	— 1.4	— 0.50
Lofoi	— 2.0	— 0.69
Langenburg	— 0.8	— 0.58
Fort Johnston	— 0.6	— 0.59

Δt, d. h. durch Gleichung (F) erzielt worden ist, findet ihren zahlenmäßigen Ausdruck in den in Tabelle 21 stehenden Quadratsummen. Läßt man nämlich diese Proportionalität nicht gelten, so sind die beobachteten $(\beta - b)^j_{Mn}$ als die Fehler der Luftdruck-Messungen anzusehen; ihre Quadratsummen stehen in der letzten Zeile der Spalte 2. Andernfalls sind die v diese Fehler, deren Quadratsummen (in Spalte 5) sehr viel kleiner sind. Die Gesamtsummen der Fehlerquadrate sind:

$$[(\beta - b)^j_{Mn} \cdot (\beta - b)^j_{Mn}] = 113.1 \qquad [vv] = 14.9.$$

Durch die Annahme der Proportionalität geht also die Fehlerquadratsumme auf beinahe $^1/_8$ ihres früheren Wertes zurück, ferner ist im Verlaufe der übrigbleibenden Fehler v keine Gesetzmäßigkeit mehr vorhanden, die in den $(\beta - b)^j_{Mn}$ so deutlich ausgeprägt ist.

Nach dem Satze von Teisserenc de Bort sind die Werte $(\beta - b)^j_{Mn} + c$ die wahren Luftdruck-Gradienten und c ist der gesuchte Gradient des Jahresmittels. Man kann indessen zweifeln, ob es erlaubt ist diesen Satz, der aus den Verhältnissen großer Flächenräume abgeleitet ist, auf die jährliche Periode der Luftdruck-Gradienten an einer und derselben Station anzuwenden. Hier tritt die Hypothese in die vorliegende Theorie der barometrischen Höhenmessung in Ost-Afrika ein. Der vollständig parallele Verlauf der durch die Beobachtung zweifelsfrei festgestellten Perioden der Luftdruck-Gradienten und Temperatur-Anomalien, den die Kurven der Figur 24 ad oculos demonstrieren, und die enorme Herabdrückung der Fehlerquadratsumme scheint mir indessen die Erweiterung des Satzes von Teisserenc de Bort genügend zu rechtfertigen.

Wollte man annehmen, daß die $(\beta - b)^{j}_{Mn} + c$ nicht die wahren Gradienten sind, so müßten diese letzteren wegen der durch die Beobachtungen nachgewiesenen Parallelität der Perioden die Form $x \cdot \Delta t + C$ haben, wo C eine unbekannte Konstante ist. Sie müßten daher aus einem mit Δt proportionalen Gradienten und einem das ganze Jahr hindurch konstanten Gradienten C zusammengesetzt sein, der auch vorhanden wäre, wenn $\Delta t = 0$, also der bisher allein bekannte Grund zur Bildung von Luftdruck-Gradienten nicht vorhanden ist. Da also ein solcher konstanter Gradient neben einem periodischen nach den geltenden Anschauungen über die Physik der Atmosphäre nicht möglich ist, so möchte ich die Hypothese, daß der Satz von Teisserenc de Bort in Ost-Afrika auch auf die jährlichen Perioden der Luftdruck-Gradienten und Temperatur-Anomalien ausgedehnt werden kann, als zutreffend ansehen und somit die Werte $(\beta - b)^{j}_{Mn} + c$ als die wahren Luftdruck-Gradienten betrachten.

So hat uns der Satz von Teisserenc de Bort zur Berechnung des Jahresmittels der Gradienten verholfen, und er hat dadurch selbst eine Illustration erfahren, die uns berechtigt, den von Teisserenc gebrauchten Ausdruck „gewisse Proportionalität“ für Ost-Afrika und die jährlichen Perioden in „strenge Proportionalität“ zu verwandeln.

Zweifelhaft bleiben noch die Werte von Δt, da sie von dem Faktor der Temperaturabnahme mit der Höhe abhängig sind, der von dem oben angenommenen Wert 0.5° auf 100 m etwas abweichen könnte. Wir kommen darauf in dem Kap. 28 noch zurück.

Die in den Kärtchen in Fig. 23 gezeichneten Isanomalen können dazu dienen, für jeden Ort in Ost-Afrika und jeden Monat die wahre Isobaren-Korrektion zu bestimmen, da nach dem vorigen

$$\text{(F*)} \qquad \text{wahres } (\beta - b)^{j}_{Mn} = x \cdot \Delta t$$

ist. Dazu ist also außerdem die Kenntnis des Faktors x erforderlich, der nach Tabelle 26 für die verschiedenen Stationen recht verschiedene Werte annehmen kann. Da jedoch die räumlich näher zusammenliegenden Stationen Gruppen gleicher Werte von x bilden, wie Kibwezi, Marangu und Kilossa, wie Tabora und Udjidji und wie Langenburg und Fort Johnston, so kann man x wenigstens für größere Gebiete als konstant ansehen. Deshalb habe ich in Fig. 25 (Tafel IX u. XI) den Versuch gemacht, diesen Faktor in der Karte durch Linien gleicher Werte von x zur graphischen Darstellung zu bringen.

Eine etwas bessere Übereinstimmung der Werte von x würde sich möglicherweise auch ergeben, wenn die Luftdruck-Differenzen zwischen Kwei und der Küste berücksichtigt würden. Nach den Kärtchen in Fig. 23 sind sie zwar gering, aber gerade bei den Stationen Kibwezi, Marangu und Kilossa mit geringer Amplitude der jährlichen Periode dürften sie doch einen merkbaren Einfluß ausüben. Eigentlich müßten die sämtlichen Rechnungen nun wiederholt werden, nachdem die Barometerstände von Kwei entsprechend den Temperatur-Anomalien in Fig. 23 von der Neigung der Schichten gleichen Drucks befreit

worden wären. Da das Jahresmittel der barometrischen Höhe von Kwei selbst und auch der anderen Stationen sich dadurch aber nur unwesentlich ändern würde (etwa $^1/_2$ bis 1 m), so habe ich auf diese weitere Rechnung verzichtet und bin bei der ersten Näherung stehen geblieben.

Um die Entnahme der Isobaren-Korrektionen für einzelne Beobachtungen zu erleichtern und die in der Gleichung (F*) angegebene Multiplikation zu ersparen, habe ich diese Korrektionen für eine große Anzahl gleichmäßig über das Gebiet verteilter Punkte berechnet, in Karten eingetragen und die Orte, an denen sie gleiche Werte aufwiesen, durch Linien verbunden. So entstanden die in Fig. 26 (Tafel XI) enthaltenen Monatskärtchen der Linien gleicher Isobaren-Korrektionen oder gleicher Luftdruck-Gradienten $(\beta - b)^j_{Mn}$. Der Verlauf dieser in roter Farbe gezeichneten Linien ist außerhalb des von den Beobachtungsstationen eingeschlossenen Gebiets und besonders in der Nordwestecke der Kolonie um den Kiwu-See herum indessen recht unsicher [1]).

26. Die jährlichen Perioden der Temperatur-Reduktionen und der barometrischen Temperaturen.

Verbesserte barometrische Höhen.

Die Konstante c aus Tabelle 26 gibt die Größe der Parallelverschiebung der Kurve $(\beta - b)^j_{Mn}$ an und daraus könnte man leicht die Höhe berechnen, die $\Delta t = 0$ entspricht, also vom Isobarenfehler frei ist. Statt dessen habe ich es vorgezogen, diese Höhe aus jedem Monat einzeln zu berechnen, um über die Unterschiede zwischen den einzelnen Monaten ein Urteil zu gewinnen. An die barometrischen Höhen h (Spalte 2 der Tabelle 20 und Spalte 1 der Tabelle 23) der einzelnen Monate sind daher die Isobaren-Korrektionen von der Form

$$B' \cdot x \cdot \Delta t$$

anzubringen, wo B' den Faktor von $(\beta - b)^j_{Mn}$ in den auf die betreffende Station bezüglichen Gleichungen (E*) bedeutet.

Um aber die zufälligen Fehler der Höhe zu erhalten, muß auch noch der regelmäßige Teil von $(\theta - t)^j_{Mn}$ in Abzug gebracht werden. Dazu wurden die Perioden von $(\theta - t)^j_{Mn}$ auf graphischem Wege (s. Fig. 27, Taf. XII) aus den in Tabelle 25 mitgeteilten Einzelwerten abgeleitet. Diese Figur lehrt durch die Regelmäßigkeit der Perioden und die gruppenweise Übereinstimmung, daß die

---

1) Beim Vergleich der Linien gleicher Temperatur-Anomalien in Fig. 23 mit den Linien gleicher Luftdruck-Gradienten in Fig. 26 fällt in die Augen, daß die Luftdruck-Minima und Maxima gegenüber den Gebieten größten und kleinsten Temperaturüberschusses, die eigentlich zusammenfallen sollten, infolge der verschiedenen Werte von x etwas nach Nordwesten oder Südwesten hin, je nach der Jahreszeit, verschoben sind. Die Erscheinung ist dieselbe, wie sie in größerem Maßstabe H. Wild für Sibirien nachgewiesen hat. (Über die Beziehungen zwischen Isobaren und Isanomalen. Bull. d. Petersburger Akademie. T. XI). Vielleicht läßt sich diese Übereinstimmung als eine weitere Stütze für meine Hypothese ansehen.

$(\vartheta - t)^{j}_{Mn}$ nicht zufällige Werte sind, sondern solche, die im Laufe des Jahres sich gesetzmäßig ändern. Damit ist auch die Berechtigung erwiesen, den Einfluß des periodischen Teils der Werte $(\vartheta - t)^{j}_{Mn}$ bei Berechnung der Höhen zu berücksichtigen. Die Übereinstimmung der Perioden in den Gruppen Kibwezi, Marangu, Kilossa, Namirembe und Langenburg einerseits und Tabora und Lofoi, wo die Periode etwas nach dem Jahresanfang zu verschoben erscheint, andrerseits ist auffallend. Fort Johnston liegt zwischen beiden Gruppen, Kwei weicht nur unbedeutend von der ersten Gruppe ab, zu der es auch seiner geographischen Lage nach gehört, und nur Udjidji fällt gänzlich heraus. Es ist dabei aber zu beachten, daß die Beobachtungen in Udjidji nur von Juni bis Dezember reichen und der übrige Teil interpoliert ist.

Die Werte von $(\vartheta - t)^{j}_{Mn}$ sind außerdem in Fig. 26 (Tafel XI) für die einzelnen Monate neben den betreffenden Stationen in roter Farbe eingeschrieben.

Ich habe auch noch die barometrischen Temperaturen ϑ selbst abgeleitet und mit den beobachteten t zusammen in Fig. 28 (Taf. XIII) graphisch dargestellt. Diese Figur ist daher eine Fortsetzung der früheren Figuren 4 (S. 61) 17 und 19 (Taf. VIII). Bei den meisten Stationen sind die charakteristischen Rühlmannschen Eigenschaften der barometrischen Temperaturen, Verspätung und Abschwächung der Extreme, trotz des weiten Abstandes und des verschiedenen Klimas der Innenstationen und der Basisstationen in Fig. 28 zu erkennen. Bei Kibwezi und Namirembe ist die Verflachung der ϑ-Kurve gegenüber der t-Kurve sogar so stark, daß sie in die entgegengesetzte Krümmung übergegangen ist. Am deutlichsten treten die charakteristischen Eigenschaften bei den in freier Ebene liegenden Stationen Kilossa, Fort Johnston, Tabora und Lofoi hervor. Wir dürfen darin wohl eine weitere Bestätigung für die Gesetzmäßigkeit der gefundenen Unterschiede $(\vartheta - t)^{j}_{Mn}$ erblicken und können die Kurven von Fig. 27 als die mittleren jährlichen Perioden betrachten, und für die Weiterrechnung benutzen.

Werden die aus den Kurven entnommenen Werte mit $(\vartheta - t)^{\varrho}$ bezeichnet, so muß man zu dem Zweck, die barometrischen Höhen von allen gesetzmäßigen Unterschieden zu befreien, zu diesen Höhen noch eine Temperatur-Korrektion von der Form

$$T' \cdot (\vartheta - t)^{\varrho}$$

hinzufügen, wo T' den Faktor von $(\vartheta - t)^{j}_{Mn}$ der Gleichungen (E*) bezeichnet.

Die an die barometrischen Höhenunterschiede anzubringende Gesamtkorrektion wird demnach

$$\text{(G)} \qquad \text{Korr.} = B' \cdot x \cdot \Delta t + T' \cdot (\vartheta - t)^{\varrho},$$

wo B' und T' die in Tabelle 27 stehenden Werte haben.

Werden die Korrektionen (G) an die barometrischen Höhen h der Tabellen 20 und 23 angebracht, so erhält man die in Tabelle 28 aufgenommenen verbesserten barometrischen Höhen $\mathfrak{H}$ nebst ihren Abweichungen vom arithmetischen Mittel $= v$ im Sinne $B - R$.

Tabelle 27. Faktoren der Gleichung (G).

Höhenunterschied	$B' \cdot x$	T'	Höhenunterschied	$B' \cdot x$	T'
Kibwezi — Mombasa, Lamu, Kismayu	— 3.4	+ 3.0	Tabora—Tanga	— 6.0	+ 4.2
			Kwei—Tabora	+ 5.9	+ 1.7
Kwei—Kibwezi	+ 3.3	+ 2.7	Udjidji—Tanga	— 5.8	+ 2.8
			Kwei—Udjidji	+ 5.6	+ 2.7
Marangu—Bagamojo	— 3.7	+ 5.4	Lofoi—Lindi	— 8.0	+ 2.9
Kwei—Marangu	+ 3.9	+ 0.1	Kwei—Lofoi	+ 7.9	+ 2.7
Kilossa—Daressalam	— 4.6	+ 1.7	Langenburg—Mohorro, Lindi	— 6.8	+ 1.4
Kwei—Kilossa	+ 4.5	+ 4.1	Kwei—Langenburg	+ 6.6	+ 3.9
Namirembe—Kismayu	— 8.5	+ 4.0	Fort Johnston—Lindi	— 6.9	+ 1.4
Kwei—Namirembe	+ 7.5	+ 2.4	Kwei—Fort Johnston	+ 6.8	+ 4.1

Tabelle 28. Verbesserte barometrische Höhen = $\mathfrak{H}$.

Monat	1 Kibwezi—Mombasa, Lamu, Kismayu: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{Kib}_{Mn}$	2 Kibwezi—Mombasa, Lamu, Kismayu: Abweichung vom Mittel $= v$	1 Kwei—Kibwezi: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{K}_{Kib}$	2 Kwei—Kibwezi: Abweichung vom Mittel $= v$	1 Marangu—Bagamojo: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{Mar}_{Mn}$	2 Marangu—Bagamojo: Abweichung vom Mittel $= v$	1 Kwei—Marangu: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{K}_{Mar}$	2 Kwei—Marangu: Abweichung vom Mittel $= v$
Januar	915 m	+ 5 m	735 m	0 m	1574 m	+ 2 m	72 m	+ 1 m
Februar	912	+ 8	743	— 8	79	— 3	75	— 2
März	[894]	[+ 26]	[761]	[—26]	68	+ 8	78	— 5
April	920	0	736	— 1	77	— 1	75	— 2
Mai	921	— 1	735	0	79	— 3	70	+ 3
Juni	919	+ 1	734	+ 1	77	— 1	70	+ 3
Juli	922	— 2	733	+ 2	78	— 2	70	+ 3
August	928	— 8	729	+ 6	75	+ 1	73	0
September	927	— 7	731	+ 4	80	— 4	72	+ 1
Oktober	918	+ 2	734	+ 1	72	+ 4	73	0
November	923	— 3	737	— 2	82	— 6	73	0
Dezember	919	+ 1	736	— 1	76	0	72	+ 1
Mittel und mittlere Abweich.	920	± 5	735	± 4	1576	± 4	73	± 2

Monat	1 Kilossa—Daressalam Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{Kil}_{Mn}$	2 Kilossa—Daressalam Abweichung vom Mittel $= v$	1 Kwei—Kilossa Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{K}_{Kil}$	2 Kwei—Kilossa Abweichung vom Mittel $= v$	1 Namirembe—Kismayu Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{N}_{Mn}$	2 Namirembe—Kismayu Abweichung vom Mittel $= v$	1 Kwei—Namirembe Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{K}_{N}$	2 Kwei—Namirembe Abweichung vom Mittel $= v$
Januar	511 m	− 2 m	1136 m	+ 9 m	1178 m	− 1 m	457 m	+ 9 m
Februar	07	+ 2	50	− 5	72	+ 5	70	− 4
März	04	+ 5	50	− 5	75	+ 2	72	− 6
April	02	+ 7	48	− 3	82	− 5	63	+ 3
Mai	08	+ 1	55	− 10	80	− 3	63	+ 3
Juni	07	+ 2	47	− 2	73	+ 4	66	0
Juli	13	− 4	41	+ 4	73	+ 4	65	+ 1
August	10	− 1	42	+ 3	84	− 7	69	− 3
September	10	− 1	45	0	75	+ 2	63	+ 3
Oktober	08	+ 1	47	− 2	77	0	63	+ 3
November	12	− 3	42	+ 3	83	− 6	71	− 5
Dezember	12	− 3	41	+ 4	74	+ 3	69	− 3
Mittel und mittlere Abweich.	509	± 3	1145	± 5	1177	± 4	466	± 4

Monat	1 Tabora—Tanga Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{T}_{Mn}$	2 Tabora—Tanga Abweichung vom Mittel $= v$	1 Kwei—Tabora Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{K}_{T}$	2 Kwei—Tabora Abweichung vom Mittel $= v$	1 Udjidji—Tanga Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{U}_{Mn}$	2 Udjidji—Tanga Abweichung vom Mittel $= v$	1 Kwei—Udjidji Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{K}_{U}$	2 Kwei—Udjidji Abweichung vom Mittel $= v$
Januar	1245 m	− 3 m	424 m	+ 5 m	(779 m)	− 1 m	(880 m)	+ 1 m
Februar	31	+ 11	36	− 7	(76)	+ 2	(82)	− 1
März	42	0	40	− 11	(73)	+ 5	(85)	− 4
April	45	− 3	30	− 1	(73)	+ 5	(86)	− 5
Mai	45	− 3	23	+ 6	77	+ 1	82	− 1
Juni	46	− 4	25	+ 4	78	0	80	+ 1
Juli	45	− 3	25	+ 4	75	+ 3	78	+ 3
August	39	+ 3	29	0	76	+ 2	80	+ 1
September	41	+ 1	33	− 4	79	− 1	82	− 1
Oktober	41	+ 1	29	0	81	− 3	82	− 1
November	43	− 1	31	− 2	80	− 2	77	+ 4
Dezember	42	0	28	+ 1	83	− 5	77	+ 4
Mittel und mittlere Abweich.	1242	± 4	429	± 5	(778) 779	± 3	(881) 880	± 3

Monat	1 Lofoi—Lindi: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{L}_{Mn}$	2 Lofoi—Lindi: Abweichung vom Mittel $= v$	1 Kwei—Lofoi: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{K}_{L}$	2 Kwei—Lofoi: Abweichung vom Mittel $= v$	1 Langenburg—{Mohorro / Lindi}: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{Lg}_{Mn}$	2 Langenburg—{Mohorro / Lindi}: Abweichung vom Mittel $= v$	1 Kwei—Langenburg: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{K}_{Lg}$	2 Kwei—Langenburg: Abweichung vom Mittel $= v$
Januar					488 m	— 7 m	1156 m	+ 9 m
Februar					83	— 2	56	+ 9
März	925 m	— 1 m	739 m	— 1 m	84	— 3	68	— 3
April	17	+ 7	44	— 6	78	+ 3	68	— 3
Mai	00	+ 24	44	— 6	80	+ 1	60	+ 5
Juni	33	— 9	31	+ 7	84	— 3	63	+ 2
Juli	40	— 16	21	+ 17	77	+ 4	67	— 2
August	31	— 7	34	+ 4	68	+ 13	75	— 10
September	24	0	53	— 15	74	+ 7	78	— 13
Oktober	25	— 1	37	+ 1	84	— 3	70	— 5
November					88	— 7	60	+ 5
Dezember					86	— 5	55	+ 10
Mittel und mittlere Abweich.	924	± 12	738	± 10	481	± 6	1165	± 8

Monat	1 Fort Johnston—Lindi: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{FJ}_{Mn}$	2 Fort Johnston—Lindi: Abweichung vom Mittel $= v$	1 Kwei—Fort Johnston: Verbesserter barometrischer Höhenunterschied $= \mathfrak{H}^{K}_{FJ}$	2 Kwei—Fort Johnston: Abweichung vom Mittel $= v$
Januar	476 m	+ 4 m	1165 m	+ 6 m
Februar	77	+ 3	74	— 3
März	78	+ 2	80	— 9
April	79	+ 1	73	— 2
Mai	82	— 2	70	+ 1
Juni	83	— 3	72	— 1
Juli	76	+ 4	73	— 2
August	74	+ 6	64	+ 7
September	88	— 8	74	— 3
Oktober	75	+ 5	73	— 2
November	83	— 3	73	— 2
Dezember	88	— 8	63	+ 8
Mittel und mittlere Abweich.	480	± 5	1171	± 5

In Kibwezi wurde der eingeklammerte Monat als offenbar gestört ausgeschlossen.

In Udjidji sind die eingeklammerten Monate aus der extrapolierten Höhenkurve abgeleitet, sie wurden daher nur zur Bildung der v benutzt, während zur Weiterrechnung der nicht eingeklammerte Mittelwert aus den Monaten mit Beobachtungen beibehalten wurde.

Die verbesserten barometrischen Höhen $\mathfrak{H}$ sind frei vom Isobarenfehler und den periodischen Änderungen von $(\vartheta - t)'$, sie wären demnach gleich den wahren Höhen, abgesehen von den zufälligen Fehlern, wenn das Jahresmittel der barometrischen Temperatur (ϑ^m) gleich dem der beobachteten und in die Rechnung eingestellten Temperaturen (t^m) wäre. Dies ist aber nicht der Fall, wie die Differenz zwischen barometrischer und trigonometrischer Höhe von Ssangerawe bewiesen hat, und wovon man sich auch in den jetzt behandelten Fällen überzeugen kann, indem man die Summe der beiden Höhenunterschiede $\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^{K}_{St}$ bildet. Diese Summe sollte gleich der Höhe von Kwei sein, ist aber in allen Fällen größer.

27. Die wahrscheinlichen und die wahrscheinlichsten Höhen.

Wir hatten diese Erscheinung schon bei Ableitung der Höhen von Ssangerawe und Kwei auf die Abweichung des Jahresmittels der barometrischen Temperaturen (ϑ^m) von dem der beobachteten Temperaturen (t^m) zurückgeführt und gesetzt (s. S. 70):

$$\vartheta^m - t^m = f \cdot (273^0 + t^m).$$

Bezeichnen wir die wahrscheinlichen Höhenunterschiede wiederum mit H, so wird wie oben

(C) $$H = \mathfrak{H} + T \cdot f \cdot (273^0 + t^m).$$

Nun ist nach S. 52

$$T = \frac{0.003665\,\mathfrak{H}}{1 + 0.003665\,t^m} = \frac{\mathfrak{H}}{273^0 + t^m}$$

also

$$H = \mathfrak{H} + \mathfrak{H} \cdot f.$$

Kennzeichnet man noch die einzelnen Höhenunterschiede durch beigefügte obere und untere Indices, wobei sich St auf die zu bestimmende Station bezieht, so wird:

(C*) $$H^{St}_{Mn} = \mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^{St}_{Mn} \cdot f_{Mn} \qquad \text{und} \qquad H^{K}_{St} = \mathfrak{H}^{K}_{St} + \mathfrak{H}^{K}_{St} \cdot f_{K}.$$

Der durch Einführung der Faktoren f zu beseitigende Unterschied zwischen den wahren und barometrischen Höhenunterschieden rührt von der zu starken Erwärmung der unteren Luftschichten, unregelmäßiger Temperaturabnahme und vertikalen Luftströmungen her, f_{Mn} ist der Mittelwert dieser Einflüsse in

den Luftsäulen über der Küstenstation und der Innenstation, f_K dasselbe für die Luftsäulen über Kwei und derselben Innenstation. Wir wollen zuerst annehmen, daß $f_K = f_{Mn} = f$ ist, wodurch wir wohl nicht allzu sehr von der Wahrheit abweichen werden, da es sich um Jahresmittel handelt und die Temperaturabnahme von der Küste bis Kwei im Jahresmittel sehr nahe den normalen Wert 0.5° auf 100 m hat. Damit finden wir:

$$H^K_{Mn} = 1634 = (\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^K_{St}) + f \cdot (\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^K_{St})$$

und

$$(C^{**}) \qquad f = \frac{1634 - (\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^K_{St})}{\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^K_{St}} .$$

Für die einzelnen Stationen findet man damit die in Tabelle 29 mitgeteilten Werte, unter die auch der früher für Ssangerawe gefundene aufgenommen ist.

Tabelle 29. Werte von f und ihre Darstellung durch die Formel.

1 Station	2 $1634\,\text{m} - (\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^K_{St})$	3 f	4 u	5 B—R v
Ssangerawe	— 25 m	— 0.0151	— 0.3°	— 8 m
Kibwezi	— 21	— 0.0127	+ 0.8	0
Marangu	— 15	— 0.0091	— 1.4	— 2
Kilossa	— 20	— 0.0121	+ 0.9	+ 1
Namirembe	— 9	— 0.0055	— 0.8	+ 6
Tabora	— 37	— 0.0221	+ 4.3	— 4
Udjidji	— 25	— 0.0151	+ 0.3	— 6
Lofoi	— 28	— 0.0169	+ 4.3	+ 3
Langenburg	— 12	— 0.0073	+ 0.4	+ 6
Fort Johnston	— 17	— 0.0103	+ 0.5	+ 2

In dem Verlauf der f sprechen sich deutlich die Eigentümlichkeiten der einzelnen Stationen aus. So ist f in den Plateaustationen Kibwezi und Kilossa größer, als in den mehr Gebirgscharakter tragenden Stationen Marangu und Langenburg, während es auf den schon früher als besonders stark plateauartig erkannten Stationen Tabora und Lofoi noch größere Werte erreicht. In Namirembe dagegen mit der abkühlenden Wirkung des Viktoria-Sees ist f sehr klein. Nur Ssangerawe und Udjidji fallen aus der Reihe etwas heraus.

Hat man, wie im vorliegenden Falle die Höhenunterschiede der zu bestimmenden Station mit einer Küstenstation und mit Kwei berechnen können, so kann man mittels der Gleichungen (C^*) und (C^{**}) f und die wahrscheinliche Höhe ermitteln. Dies Verfahren kommt darauf hinaus, daß der Unterschied $1634 - (\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^K_{St})$ proportional zu den Höhen verteilt wird. Um nun auch für die Fälle, wo nur eine der Höhen $\mathfrak{H}^{St}_{Mn}$ oder $\mathfrak{H}^K_{St}$ bekannt ist, einen möglichst rich-

tigen Wert von f zu erhalten, habe ich f als lineare Funktion des Unterschiedes der beobachteten Temperaturen und der mit der normalen Abnahme berechneten darzustellen versucht. Setzt man

$$u = t_{St} - \left(t_{Mn} - 0.5^{0}\,\frac{\mathfrak{H}^{St}_{Mn}}{100}\right),$$

so habe ich f durch

$$f = f_0 + f_1 \cdot u$$

ausgedrückt. Die für die einzelnen Stationen im Mittel des Beobachtungs-Zeitraums geltenden u sind in Spalte 4 der Tabelle 29 enthalten. Die Ausgleichung nach der M. d. kl. Q. ergab

$$f_0 = -0.0107 \pm 0.0011 \qquad f_1 = -0.00207 \pm 0.00017.$$

Die Darstellung der gegebenen Größen $[1634\,\mathrm{m} - (\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^{K}_{St})]$ durch diese Konstanten läßt die in Spalte 5 der Tabelle 29 stehenden Fehler v im Sinne *B—R* übrig. Die Summe der Fehlerquadrate wird 206.

Obwohl einige v noch recht beträchtliche Werte haben, so ist doch nicht zu verkennen, daß die Reduktion einer berechneten Höhe mittels einer der Formeln (C^*), in der

$$f = -0.0107 - 0.00207\,u$$

gesetzt wird, eine sehr große Verbesserung bedeutet, worauf auch die Kleinheit der mittleren Fehler von f_0 und f_1 hinweist.

Dieses befriedigende Resultat hat mich dazu geführt, einen zweiten Versuch zur Beseitigung der Unterschiede zwischen den verbesserten barometrischen Höhen $\mathfrak{H}$ und den wahrscheinlichen Höhen H ohne die Voraussetzung $f_{Mn} = f_K$ zu machen. Da sich die mittleren Werte f so gut den Temperaturunterschieden u anschließen, so durfte ich hoffen, daß auch die $(\theta - t)^{\mathrm{m}}$ der einzelnen Stationen dies tun würden. Ich setzte daher allgemein unter Fortlassung des oberen Index m, der überall hinzuzudenken ist,

$$273^0 + \theta = (l + q_1 \cdot u) \cdot (273^0 + t),$$

d. h. das Verhältnis der absoluten barometrischen Temperaturen zu den beobachteten absoluten Temperaturen wurde nicht, wie bisher, als konstant, sondern als eine lineare Funktion des Temperatur-Überschusses angenommen.

Mit $q_0 = l - 1$ folgt daraus

$$\theta - t = (q_0 + q_1 \cdot u) \cdot (273^0 + t),$$

und für die drei uns interessierenden Fälle erhalten wir

$$\text{(H)} \qquad \begin{cases} (\theta - t)_{Mn} = q_0 \cdot (273^0 + t_{Mn}), \\ (\theta - t)_{St} = q_0 \cdot (273^0 + t_{St}) + q_1 \cdot u_{St} \cdot (273^0 + t_{St}), \\ (\theta - t)_{K} = q_0 \cdot (273^0 + t_{K}) + q_1 \cdot u_{K} \cdot (273^0 + t_{K}). \end{cases}$$

Benutzen wir diese Ausdrücke zur differenziellen Verbesserung der Höhen, so sind sie in die Gleichung

$$H = \mathfrak{H} + T \cdot \frac{(\vartheta - t)_u + (\vartheta - t)_o}{2}$$

einzuführen. Damit ergibt sich:

$$H^{St}_{Mn} = \mathfrak{H}^{St}_{Mn} + T^{St}_{Mn} \cdot q_0 \cdot (273^0 + t^{St}_{Mn}) + T^{St}_{Mn} \cdot \frac{q_1 \cdot u_{St}}{2} \cdot (273^0 + t_{St}),$$

$$H^{K}_{St} = \mathfrak{H}^{K}_{St} + T^{K}_{St} \cdot q_0 \cdot (273^0 + t^{K}_{St}) + T^{K}_{St} \cdot q_1 \cdot \frac{u_{St} \cdot (273^0 + t_{St}) + u_K \cdot (273^0 + t_K)}{2}.$$

Da

$$T^{St}_{Mn} = \frac{\mathfrak{H}^{St}_{Mn}}{273^0 + t^{St}_{Mn}} \quad \text{und} \quad T^{K}_{St} = \frac{\mathfrak{H}^{K}_{St}}{273^0 + t^{K}_{St}}$$

ist, so finden wir

$$\text{(J)} \quad \begin{cases} H^{St}_{Mn} = \mathfrak{H}^{St}_{Mn} + \mathfrak{H}^{St}_{Mn} \cdot q_0 + \mathfrak{H}^{St}_{Mn} \cdot \frac{u_{St}}{2} \cdot \frac{273^0 + t_{St}}{273^0 + t^{St}_{Mn}} \cdot q_1 \\ H^{K}_{St} = \mathfrak{H}^{K}_{St} + \mathfrak{H}^{K}_{St} \cdot q_0 + \mathfrak{H}^{K}_{St} \cdot \frac{u_{St} \cdot (273^0 + t_{St}) + u_K \cdot (273^0 + t_K)}{2 \cdot (273^0 + t^{K}_{St})} \cdot q_1 . \end{cases}$$

Da nun wieder $H^{St}_{Mn} + H^{K}_{St} = 1634\,\text{m}$ sein muß, so lieferte jede Station eine Gleichung, aus deren Gesammtheit ich in erster Näherung q_0 und q_1 abgeleitet habe. Für die letztere Konstante fand sich

$$q_1 = -0.0043 \pm 0.0011 .$$

Da dieser Wert viermal so groß ist, als sein mittlerer Fehler, so ist er reell.

Mit diesem q_1 wurde die Höhe von Kwei sowohl über dem Meeresniveau als auch über Ssangerawe nochmals berechnet. Für Kwei ist $u_K = -1.3^0$. Die Gleichungen (J) werden damit

$$H^{K}_{Mn} = 1658 + 1658\,q_0 + 5.6,$$
$$H^{K}_{S} = 508 + 508\,q_0 + 2.0.$$

Aus der trigonometrischen Höhe von Ssangerawe folgt aber

$$H^{K}_{Mn} - H^{K}_{S} = H^{S}_{Mn} = 1134,$$

woraus

$$q_0 = -0.0170$$

und als endgültiger

wahrscheinlichster Wert der Höhe von Kwei = 1635 m

folgt.

Mit dieser Zahl wurde eine zweite Näherung von q_0 und q_1 nach den Gleichungen (J) berechnet, wovon in Tabelle 30 die hauptsächlichsten Daten gegeben sind. Die Koeffizienten von q_1 sind mit S^{K}_{Mn} und S^{K}_{St} bezeichnet.

Tabelle 30. Zur Berechnung von q_0 und q_1.

1 Station	2 1635 m $-(\mathfrak{H}^{St}_{Mn}+\mathfrak{H}^{K}_{St})$	3 $\mathfrak{H}^{St}_{Mn}$	4 $\mathfrak{H}^{K}_{St}$	5 S^{St}_{Mn}	6 S^{K}_{St}	7 $B-R$ v
Ssangerawe	— 24 m	1151 m	508 m	— 171 m	— 455 m	— 7.6 m
Kibwezi	— 20	920	735	+ 366	— 248	— 0.5
Marangu	— 14	1576	73	— 1085	— 106	0.0
Kilossa	— 19	509	1145	+ 228	— 325	— 0.4
Namirembe	— 8	1177	466	— 463	— 534	+ 6.8
Tabora	— 36	1242	429	+ 2658	+ 617	— 3.3
Udjidji	— 24	840 [1]	819 [1]	+ 125	— 483	+ 6.5
Lofoi	— 27	924	738	+ 1981	+ 1061	+ 4.7
Langenburg	— 11	485 [1]	1161 [1]	+ 96	— 628	+ 5.7
Fort Johnston	— 16	487 [1]	1164 [1]	+ 120	— 570	+ 1.1

1) Hier muß die Höhe des Barometers und nicht, wie sonst, des Seespiegels eingesetzt werden.

Die Ausgleichung ergab folgende Werte

(J*) $\qquad q_0 = -0.0115 \pm 0.0010 \qquad q_1 = -0.00413 \pm 0.00108.$

Die Fehler, die diese Darstellung übrig läßt, sind in Spalte 7 der Tabelle 30 gegeben. Die Summe der Fehlerquadrate wird 213. Trotzdem diese Darstellung danach etwas schlechter ist als die erste, ziehe ich sie doch vor, da sie auch den Unterschied der $(\theta - t)$ von Kwei und von der Küste berücksichtigt.

Die wahrscheinlichen Höhen H^{St}_{Mn} und $(1635 - H^{K}_{St})$ wurden daher nach den Gleichungen (J) und (J*) berechnet. Sie stehen in Spalte 2 u. 4 der Tabelle 31. Die Unterschiede zwischen beiden Werten, die gleich den v in Tabelle 30 sind,

Tabelle 31. Wahrscheinliche und wahrscheinlichste Höhen.

1 Station	2 H^{St}_{Mn}	3 $v = H - H^{St}_{Mn}$	4 $1635 - H^{K}_{St}$	5 $v = H - (1635 - H^{K}_{St})$	6 H	7 Verbesserung des Jahresmittels der barometr. Höhen $H - h_{Mn}$
Ssangerawe	1139m	— 5 m	1131 m	+ 3 m	1134 m	
Kibwezi	908	— 1	907	0	907	— 12 m
Marangu	1562	0	1562	0	1562	— 16
Kilossa	502	0	502	0	502	— 11
Namirembe	1165	+ 5	1172	— 2	1170	— 23
Tabora	1217	— 3	1213	+ 1	1214	— 45
Udjidji [1])	769	— 4	762	+ 3	765	— 29
Lofoi	905	+ 3	910	— 2	908	— 39
Langenburg [1])	475	+ 2	481	— 4	477	— 14
Fort Johnston [1])	474	0	475	— 1	474	— 13

1) Seespiegel.

haben ihre Ursache in der Abweichung der wirklichen q von den in (J*) angegebenen Mittelwerten. Daher findet man die wahrscheinlichsten Werte der Höhen (H), indem man diese Unterschiede im Verhältnis von $\mathfrak{H}^{St}_{Mn} : \mathfrak{H}^{K}_{St}$ verteilt. Die resultierenden Zahlen, die in Tabelle 31, Spalte 6 stehen, werden als endgültige Höhen angesehen mit Ausnahme derer von Udjidji und Lofoi, die noch weiterer Verbesserungen bedürfen.

Der mittlere Fehler einer Höhe, die nur aus einer Basisstation nach einer der Formeln (J) berechnet ist, stellt sich nach den Fehlern v der wahrscheinlichen Höhen in Spalte 3 und 5 der Tabelle 31 auf ± 3 m. Dies ist der mittlere Fehler, der dadurch entsteht, daß die den einzelnen Stationen eigentümlichen Werte von q_0 durch das mittlere q_0 nach (J*) ersetzt worden sind.

Zur leichteren Benutzung für andere Fälle sind die Korrektionsgrößen in (J) zusammengefaßt worden, derart daß

$$\text{(K)} \qquad \begin{cases} H^{St}_{Mn} = \mathfrak{H}^{St}_{Mn} + Q^{St}_{Mn} \\ H^{K}_{St} = \mathfrak{H}^{K}_{St} + Q^{K}_{St} \end{cases}$$

gesetzt und Tafeln für die Werte von Q (s. Tabelle 52 und 53) berechnet wurden.

Das hervorstechendste Ergebnis der vorstehenden Ableitung der wahrscheinlichsten Höhen ist die durchweg auftretende Verminderung des Jahresmittels der barometrischen Höhen. Sie wird durch Spalte 7 der Tabelle 31 anschaulich gemacht, in der diese Verminderung für die einzelnen Stationen angegeben ist.

28. Die Genauigkeit der gefundenen Höhen. Zufällige und systematische Fehler.

Es ist jetzt die Frage zu behandeln, auf welchen Betrag die möglichen Fehler der im vorigen Kapitel abgeleiteten wahrscheinlichsten Höhen H abzuschätzen sind. Wir nehmen damit eine in Kap. 25 bereits angedeutete Frage wieder auf.

Vergleicht man die übrigbleibenden Fehler v der verbesserten barometr. Höhenunterschiede in Spalte 2 der Tabelle 28 (S. 104) mit den Abweichungen Δh der nicht verbesserten Höhen von ihrem Mittel (Spalte 3 der Tabelle 20 S. 82 und Spalte 2 der Tabelle 23 S. 91), so fällt sofort in die Augen, daß erstens die jährliche Periode verschwunden ist, und zweitens, daß die Fehler kleiner geworden sind, was sich am besten in der Verkleinerung der mittleren Fehler ausspricht, die in der letzten Zeile der Δh- und v-Spalten stehen. Im Durchschnitt geht die mittlere Abweichung eines Monats von ± 12 m der nicht verbesserten Höhen auf ± 5 m der verbesserten Höhen zurück. Der Hauptanteil dieser ganz außerordentlichen Verbesserung kommt der Isobaren-Korrektion zu. Die beiden erwähnten Punkte sind daher ein weiterer Beweis für die Richtigkeit des eingeschlagenen Weges. Da der mittlere zufällige Fehler einer Monatshöhe im Durchschnitt nur ± 5 m beträgt, so kann man annehmen, daß im

Jahresmittel die zufälligen Fehler bis auf einen verschwindenden Betrag von ein oder zwei Metern eliminiert sind. Dasselbe konnten wir schon oben bei der Ableitung der Höhe von Kwei konstatieren, und es hat bei der Gleichförmigkeit des Tropenklimas auch nichts auffallendes, daß dieses Resultat schon aus den Beobachtungen eines Jahres gewonnen wird, da nach den Rechnungen von Rühlmann dieselbe Erscheinung sich bei dem barometrischen Höhenunterschiede St. Bernhard—Genf trotz des so viel ungleichmäßigeren Klimas der gemäßigten Zone schon im sechsjährigen Mittel zeigt. Die Unsicherheit der gefundenen Höhenzahlen liegt daher nur in den systematischen Fehlern, die durch Häufung der Beobachtungen an denselben Stationen nicht beseitigt werden können, sondern nur durch eine Vermehrung der Stationen. Andrerseits zeigt dieser Umstand, daß die weitläufigen Rechnungen, die wir vorstehend zur Auffindung der systematischen Fehler ausführen mußten, nicht zwecklos waren und kein Zufallsresultat darstellen, das durch die besonderen klimatischen Verhältnisse desjenigen Jahres bedingt ist, in dem gerade die Beobachtungen an der betreffenden Station angestellt worden sind. Auch diejenigen, im vorhergehenden berechneten Verbesserungen des Jahresmittels der Höhe, die nicht mehr als 3 bis 5 m betragen, stellen daher eine reelle Verbesserung der Höhenzahlen dar.

Welches sind nun die systematischen Fehler, die die gefundenen Höhen noch entstellen können? Die Verbesserung der Höhen wegen der jährlichen Periode von $\vartheta - t$ kann hier außer Betracht bleiben, da sie nur unbedeutend ist und das Jahresmittel dadurch überhaupt nicht beeinflußt wird. Es bleiben also nur die Temperatur-Reduktion des Jahresmittels $(\vartheta - t)^m$ und die Isobaren-Korrektion auf ihre Unsicherheit hin zu betrachten.

Die erstere ist dadurch bestimmt, daß die mit einer Küstenstation als Basisstation berechnete Höhe mit der aus der Basisstation Kwei hergeleiteten verglichen und aus der Differenz das Verhältnis der barometrischen zu den beobachteten Temperaturen in Form einer linearen Funktion berechnet wurde.

Fehler können also dadurch entstanden sein, daß erstens die Höhe von Kwei selbst unrichtig ist, und zweitens das Verhältnis der beiden Temperaturen sich nicht in der angenommenen Form ausdrücken läßt.

Die Höhe von Kwei kann entsprechend der Art und Weise wie sie gefunden worden ist, in erster Linie durch Fehler der trigonometrischen Höhenbestimmung von Ssangerawe, dann aber ebenfalls durch Fehler aus dem zweiten der oben genannten Gründe entstellt sein. Der größte Fehler der trigonometrischen Messung ist oben (S. 69) bereits zu ± 5 m angegeben, und zwar ist die gefundene Höhe eher zu groß als zu klein. Da jedoch nur eine einmalige unkontrollierte Messung vorgenommen ist, so muß außerdem die Möglichkeit eines groben, durch irgend ein Versehen entstandenen Fehlers zugegeben werden, auf den jedoch bei dieser Abschätzung keine Rücksicht genommen werden kann.

Inbetreff der zweiten Unsicherheit habe ich verschiedene extreme Annahmen über die Differenz der Jahresmittel der barometrischen und der beobachteten Temperaturen gemacht. Mit der Annahme, daß $(\vartheta - t)^m$ proportional zur Höhe

abnimmt, und zwar so stark, daß in der Höhe von Kwei bereits $(\theta - t)^m = 0$ ist, findet man aus der Gleichung

$$H = \mathfrak{H} + T \cdot \frac{(\theta - t)_u^m + (\theta - t)_o^m}{2} \text{ (s. S. 110)}$$

die Höhe von Kwei = 1640 m. Mit der Annahme $\theta - t$ = constans wird sie = 1635 m, und mit der Annahme, daß $(\theta - t)^m$ proportional zur Höhe zunimmt und in der Höhe von Kwei doppelt so groß ist, als an der Küste, findet man die Höhe = 1632 m. Trotz dieser ganz extremen Annahmen variiert die Höhe demnach nur um ± 4 m, und da es am wahrscheinlichsten ist, daß $(\theta - t)^m$ mit der Höhe abnimmt, so erscheint die definitive Höhe von 1635 m eher zu klein als zu groß. Bei der trigonometrischen Höhe hatten wir die entgegengesetzte Tendenz konstatiert, sodaß sich die beiden Fehlerquellen teilweis gegenseitig aufheben und der größtmögliche Fehler der Höhe von Kwei mit ± 6 m anzusetzen ist.

Dieser Fehler geht im Verhältnis der Höhen in die übrigen oben berechneten Höhen ein, sodaß der erste Teil des Fehlers einer wahrscheinlichsten Höhe H gleich

$$z_1 = \pm 6 \cdot \frac{H}{1635} m$$

wird. Der zweite von der möglicherweise irrigen Annahme über das Verhältnis der barometrischen zu den beobachteten Temperaturen herrührende Teil dürfte etwas größer sein, als wir ihn bei Kwei gefunden haben, wegen der größeren klimatischen Verschiedenheiten zwischen diesen Stationen und Kwei als zwischen Kwei und Ssangerawe. Andrerseits ist ein Teil dieses Fehlers, der ja auch die Höhe von Kwei in gleichem Sinne beeinflußt, schon in dem Fehler z_1 enthalten, sodaß ich den Betrag von z_2 auf 3 bis 5 m abschätzen möchte, kleiner für die hochgelegenen, größer für die tiefergelegenen Stationen. Beides zusammen gibt für die wahrscheinlichsten Höhen einen größtmöglichen Fehler von ± 10 m.

Die wahre Höhe von Kwei sollte bei der großen Bedeutung, die ihr nach der vorliegenden Abhandlung zukommt, genauer festgestellt werden. Dazu ist nur nötig, diese meteorologische Station an das trigonometrische Höhennetz von Usambara anzuschließen und die Höhenlage des Nullpunktes dieses Netzes über dem mittleren Meeresspiegel durch ein geometrisches Nivellement, das längs der Usambarabahn ohne Schwierigkeiten ausgeführt werden könnte, festzulegen. Diese Arbeiten würden nicht nur für die Höhen in Usambara selbst, sondern, wie wir gesehen haben, für diejenigen in der ganzen Kolonie und benachbarten Gebieten von Nutzen sein.

Wir wenden uns nun zu den Fehlern, die aus der Unsicherheit der Isobaren-Korrektionen hervorgehen können.

Diese Korrektionen beruhen auf den relativen Temperatur-Anomalien und diese wieder auf der als normal angenommenen Temperaturabnahme von 0°50 auf 100 m

Erhebung. Wenn diese Zahl zu groß ist, so sind die berechneten Höhen zu klein und umgekehrt. Nehmen wir an, daß sie tatsächlich zu groß ist, so kann sie doch nur soweit vermindert werden, daß das Gebiet des Temperaturüberschusses von 1°, das die Kärtchen der Monate Januar bis März in Fig. 23 (Taf. IX) für die zentralen Teile der Kolonie anzeigen, verschwindet. Wollte man die Temperaturstufe noch weiter vermindern, so müßte dort ein Temperaturmangel statthaben, womit die in diesen Monaten an der Küste herrschenden monsunartigen Nordostwinde nicht in Einklang zu bringen sein würden. Diese Winde machen es vielmehr wahrscheinlich, daß im Inneren sich noch ein Gebiet niedrigeren Luftdrucks befindet, das aber nach Ausweis der veränderlichen und häufig durch Stillen unterbrochenen Winde in Tabora, Tossamaganga, Mpapua und Ulanga sehr ausgedehnt und nur flach sein muß, so wie es die Kärtchen der Temperatur-Anomalien in Fig. 23 und diejenigen der Luftdruck-Gradienten in Fig. 26 (Taf. XI) auch wirklich zeigen. Eine Verkleinerung der Temperaturstufe ist also zwar unwahrscheinlich, aber soweit möglich, daß Δt in den genannten Monaten überall $= 0$ wird. Dies würde aber eine Zunahme der Höhen um durchschnittlich 6 m mit sich bringen. Viel wahrscheinlicher ist der andere Fall, nämlich der, daß die Abnahme von 0°50 auf 100 m zu klein ist. Vergrößert man diese Zahl entsprechend, so würde der auffallende Temperaturmangel von Mai bis Juni auf den Plateau- und Steppenstationen Ulanga, Kilossa und Masinde fortfallen (s. Fig. 23). Die Temperaturüberschüsse würden überall stärker werden und die wahrscheinlichsten Höhen würden noch mehr zu verkleinern sein. Ich schätze daher den Höhen-Fehler der Isobaren-Korrektionen auf $\pm$ 6 m, wobei im Auge zu behalten ist, daß eine negative Verbesserung der berechneten Höhen wahrscheinlicher ist, als eine positive.

Als eine durchgreifende Probe auf die in Fig. 26 (Taf. XI) dargestellten Isobaren-Korrektionen können die Windverhältnisse des Gebietes gelten. In der Tat entsprechen die beobachteten Modifikationen der hauptsächlich durch den Wechsel von Monsun und Passat bedingten Windrichtungen, soweit sie nicht lokal als Land- und Seewinde, Berg- und Talwinde zu deuten sind, der auf den Kärtchen in Figur 26 angedeuteten Luftdruck-Verteilung. So wird z. B. das Überwiegen südlicher Winde in Daressalam und Lindi von April bis Juli durch den Temperaturmangel und das Luftdruckmaximum im Südosten der Kolonie und südlich davon bedingt, während diese Windrichtung in Tossamaganga, Ulanga und besonders in Peramiho und Ngomba bis zum September anhält, entsprechend der weiteren Ausdehnung dieses Maximums nach Westen und seinem Zurückweichen nach Süden. Umgekehrt herrschen an diesen Stationen nördliche bis nordöstliche Winde in den Monaten November bis März, wo über dem Njassa-See und dann südlich davon ein Luftdruckminimum lagert. Die starken rein östlichen Winde in Tabora und die rein südlichen über dem Moëro-See, von denen Lemaire [1]) berichtet, in den Monaten Mai bis September, entsprechen dem Luftdruckminimum

1) Mission scientifique du Katanga. Journal de route Iière section S. 117.

im Nordwesten der Kolonie und westlich davon. Auch die Windzersplitterung in Kilossa von April bis Juni und das Vorherrschen nördlicher Winde im Juli ist nach den Kärtchen in Fig. 26 erklärlich, während die Ursache der nordwestlichen Winde an dieser Station im Januar und Februar allerdings nicht zu Tage tritt.

Diese im wesentlichen gute Übereinstimmung zeigt, daß die von einer falschen Temperaturstufe herrührenden Fehler der Isobaren-Korrektionen den oben angegebenen Betrag nicht übersteigen dürften.

Damit können wir den größtmöglichen Betrag des Fehlers der wahrscheinlichsten Höhen aus Tabelle 31 auf etwa

$$\pm 15\,\text{m}$$

festsetzen, wobei es mehr Wahrscheinlichkeit für sich hat, daß die wahren Höhen noch kleiner wie die berechneten sind, als daß sie größer sind, obgleich die letzteren gegenüber dem Jahresmittel der unverbesserten barometrischen Höhen schon bedeutende Verminderungen aufweisen.

Der Umstand, daß die zufälligen Fehler gegenüber den systematischen fast völlig verschwinden, bringt es mit sich, daß eventuelle Verbesserungen auf die sämtlichen Höhen in gleichem Sinne und zum Teil auch mit demselben Betrage einwirken werden. Die gefundenen Höhen bilden ein einheitliches System, dessen Glieder, abgesehen von etwa noch vorhandenen Instrumentalfehlern, nur im Ganzen vergrößert oder verkleinert werden können.

Die wirklichen Fehler dürften weit unter dem angegebenen Betrage von $\pm 15\,\text{m}$ bleiben, wofür einige später abzuleitende Höhen, die anderweitig kontrolliert werden konnten, Beispiele liefern, und bei denen die Gesamt-Fehler tatsächlich nicht über 2 m betragen (Kap. 36 Tabelle 61), wenn man nur die sicheren barometrischen Bestimmungen betrachtet.

Werfen wir noch einen Blick zurück auf Tabelle 12 (S. 71), die die unverbesserten barometrischen Höhen von Tabora enthält, und vergleichen die Höhe des Monats September um 2 p mit der wahrscheinlichsten Höhe, so finden wir einen Unterschied von 91 m, der fast ganz auf Rechnung der systematischen Fehler zu setzen ist, da der mittlere zufällige Fehler des Monatsmittels $\pm 5\,\text{m}$ betrug. Die auffällige Tatsache, daß trotz der großen Regelmäßigkeit des Tropenklimas die barometrischen Höhenmessungen zu verschiedenen Zeiten an derselben Station in Ostafrika stark verschiedene Resultate ergeben haben, findet ihre einfache Erklärung darin, daß die großen systematischen Änderungen der barometrischen Höhe vor dem Erscheinen des Werkes von Maurer nicht erkannt werden konnten. Es überwiegen nämlich auch bei einer vereinzelten Höhenmessung die systematischen Fehler die zufälligen. Zum Beweise dessen habe ich hundert barometrische Höhen von Tabora aus Einzelablesungen der meteorologischen Instrumente in Tabora und Daressalam berechnet, die gleichmäßig über das Jahr verteilt waren, derart, daß die Ablesungen von 7a am 1ten, 11ten und 21ten, von 2 p am 4ten, 14ten und 24ten von 9 p am 8ten, 18ten und

28ten eines jeden Monats, oder benachbarter Tage, wenn Beobachtungen fehlten, herausgegriffen wurden. Aus den Abweichungen der einzelnen Höhen vom Mittel berechnet sich der durchschnittliche Fehler einer Höhe zu ± 24 m, wozu noch der Fehler des Mittels im Betrage von 43 m kommt. Die größte Abweichung vom Mittel ist 62 m, von der richtigen Höhe 105 m. Werden aber die systematischen Korrektionen angebracht, so geht der durchschnittliche Fehler einer einzelnen Höhe auf ± 10 m und die größte vorkommende Abweichung von der richtigen Höhe auf 32 m herab. Diese Zahlen zeigen, daß auch aus vereinzelten barometrischen Höhenmessungen recht zuverlässige Resultate gewonnen werden können, wenn die systematischen Korrektionen berücksichtigt werden, und daß es tatsächlich von Vorteil ist, diese Korrektionen auch an die Höhenwerte vereinzelter Messungen anzubringen, wenn man möglichst sichere Resultate haben will.

Der Inhalt dieses Kapitels läßt sich kurz dahin zusammenfassen, daß die zu Anfang (S. 40) ausgesprochene Vermutung, daß im gleichförmigen Tropenklima die barometrische Höhenmessung besonders genau sei, sich bestätigt hat, und daß die bisher in Ostafrika konstatierte Unsicherheit dieser Methode nur auf der Unvollständigkeit der Reduktion beruhte.

29. Kontrolle der Höhe des Tanganjika nach anderen Beobachtungen.

Nunmehr bleibt noch die Differenz aufzuklären, die zwischen der von Lemaire und der von Maurer bestimmten Höhe des Tanganjika-Spiegels besteht, die den Anstoß zu dieser ganzen Untersuchung gegeben hat. Dabei habe ich zur größeren Sicherung des Resultats auch noch eine Reihe neuerer mir zugänglicher Siedepunkts-Bestimmungen herangezogen, da weder das Ramsaysche noch das Lemairesche Quecksilber-Barometer genügend kontrolliert waren. Das Material ist in Tabelle 32 (S. 118) zusammengestellt.

Als Basisstation an der Küste ist Daressalam angenommen worden, und da der Breitenunterschied nur gering ist, so wurde von einer Reduktion wegen Änderung des Luftdrucks und der Temperatur an der Küste mit der Breite abgesehen.

Die meteorologischen Elemente der Basisstationen sind nach den Registrier-Instrumenten nach Maurer D. ü. m. B. X angesetzt. Da, wo der Dunstdruck nicht beobachtet worden ist, ist er nach der Hannschen Formel aus Tabelle 2 (S. 50) berechnet worden.

Die aus den Beobachtungsdaten sich ergebenden unverbesserten barometrischen Höhen wurden mittels der für Udjidji gültigen täglichen Periode, die aus den Kurven in Fig. 7 und 8 (Taf. V und VI) entnommen wurde, auf Monatsmittel reduziert. Von den jährlichen Perioden konnte nur die Isobaren-Korrektion nach dem ersten Glied der Formel (G) (s. S. 103)

$$\text{Korr.} = B' \cdot x \cdot \Delta t$$

Tabelle 32. Einzelne Beobachtungen zur Bestimmung der Höhe des Tanganjika. Die Luftdruckwerte sind auf 0° und Normalschwere reduziert.

Datum und Tageszeit	See-Station b mm	See-Station t °	See-Station e mm	Basis-Station Daressalam b mm	Daressalam t °	Daressalam e mm	Basis-Station Kwei b mm	Kwei t °	Kwei e mm	Bemerkungen
			Moliro, Seespiegel. Beobachter: Lemaire							Mittelwerte nach M. s. 16 S. 23 u. 25, über deren Ableitung nichts bekannt ist.
1898 Aug. 9 bis Sept. 18	691.0	23	13	760.7	23.7	17	630.1	14.3	9	
			Muina, 2 m über See. Beobachter: Herrmann (Njassa-Tanganjika-Grenzregulierung)							
1898 Okt. 15 11.5a	693.1	27.5	16	761.3	24.0	20	630.1	19.8	10	Aneroid
„ 16 5.5a	693.3	24.5	16	760.5	20.6	18	629.1	11.6	9	Siedethermometer der Pendel-Expedition
			Bismarckburg, 5 m über See. Beobachter: Herrmann (Njassa-Tanganjika-Grenzregulierung)							
1898 Okt. 16 11.5a	692.1	32.5	16	760.8	28.8	19	630.4	21.2	10	Aneroid [1]
„ 17 5.5a	692.6	23.0	16	759.8	21.6	19	629.2	12.6	10	Siedethermometer der Pendel-Expedition
			Bismarckburg, 25 m über See. Beobachter: Glauning, Kohlschütter							
1899 Sept. 13 8.2a	694.2	26.6	8	763.7	22.7	16	632.0	13.0	10	
„ 13 2.5p	691.7	29.1	15	761.5	27.9	17	630.0	16.4	10	„
„ 13 10.0p	692.3	22.2	11	762.9	22.3	18	631.1	12.1	9	
			Moliro, 10 m über See. Beobachter: wie vorher							
1899 Sept. 20 7.4a	695.9	25.0	11	764.1	21.1	16	631.6	14.6	8	
„ 20 10.1p	693.8	24.4	9	763.2	22.8	19	631.2	13.9	9	
„ 22 7.4a	694.5	25.6	9	763.8	22.3	17	631.2	15.8	8	„
„ 22 2.6p	691.5	29.9	17	762.1	26.1	20	630.3	20.0	10	
			Kap Bangwe, 2 m über See. Beobachter wie vorher							
1899 Okt. 18 11.9a	693.5	26.4	19	759.5	27.0	19	629.3	23.8	10	
„ 20 3.4p	691.3	24	19	758.6	26.8	21	628.0	15.6	10	„
			Udjidji, 62 m über See. Beobachter: wie vorher							
1899 Okt. 25 3.0p	686.5	29.1	14	758.5	27.2	21	628.8	18.7	12	
„ 25 4.0p	686.1	28.4	14	758.4	27.0	20	628.7	17.0	12	
„ 25 4.3p	685.9	28.6	14	758.5	26.8	20	628.7	17.1	11	
„ 25 5.3p	686.3	27.2	15	758.7	26.1	20	628.9	17.4	11	
„ 26 8.6a	689.6	26.1	14	761.1	26.0	17	630.2	19.5	10	„
„ 26 11.8a	688.1	28.5	14	760.4	28.0	19	629.8	22.5	10	
„ 26 3.2p	685.8	27.7	14	758.9	26.7	19	628.3	19.4	10	
			Usumbura, 2 m über See. Beobachter: Dannert (Kiwu-Grenzregulierung)							
1901 März 23 bis April 1 8.7a	694.3	22	17	758.7	28.1	22	628.6	19.0	11	Siedethermometer [2]
			Udjidji, 62 m über See. Beobachter: v. Münchhausen							
1899 April 24 bis Mai 25	687.1	22.9	16	759.9	24.4	20	628.7	15.3	12	Stationsbarometer. Mittel aus $^1/_3(7a + 2p + 9p)$
			Mpala, 24 m über See. Beobachter: Lemaire							
1900 April 28 und 29 12 mtg	692.6	27.3	15	759.6	31.2	23	630.0	22.0	11	Siedethermometer [3] nach M. s. 13 S. 56 u. 57
			Mtowa, 45 m über See. Beobachter: Lemaire							
1900 Mai 7 bis 13 12 mtg	691.8	27.2	14	761.2	28.0	22	631.1	18.2	12	„

1) Wegen elastischer Nachwirkung korrigiert; daher unsicher.

2) Für die Basisstationen sind mittlere Werte eingesetzt, da die Beobachtungen des Jahres 1901 noch nicht zugänglich waren.

3) Die Beobachtungen der Basisstationen sind von Herrn Dr. Maurer aus dem handschriftlichen Material der Seewarte gütigst mitgeteilt worden.

berücksichtigt werden, wo x für die Stationen am Südende und Mpala gleich -0.6, dem Mittel der für Udjidji und Lofoi gültigen Werte (s. Tabelle 26 S. 100), für die nördlicheren Stationen gleich -0.5, dem Werte für Udjidji gesetzt und Δt aus den Kärtchen der Isanomalen in Fig. 23 (Taf. IX) entnommen wurde. Die Temperatur-Korrektionen wurden im ganzen durch den Vergleich der auf die Basisstation Kwei bezogenen Höhen und der auf Daressalam bezogenen ermittelt. Die Resultate dieser Rechnungen sind in Tabelle 33 enthalten.

Tabelle 33. Barometrische Höhenunterschiede des Tanganjika-Spiegels mit dem Meere und Kwei.

See-Station	1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
	Basisstation Daressalam						Basisstation Kwei					
	Barom. Höhenunterschied h_D	Abweichung vom Mittel Δh_D	Reduktion auf Monatsmittel	Isobaren-Korrektion	Verbess. barometr. Höhenunterschied $\mathfrak{H}^{Tka}_{Mn}$	Abweichung vom Mittel v_D	Barom. Höhenunterschied h_K	Abweichung vom Mittel Δh_K	Reduktion auf Monatsmittel	Isobaren-Korrektion	Verbess. barometr. Höhenunterschied $\mathfrak{H}^{K}_{Tka}$	Abweichung vom Mittel v_K
Moliro L.	856 m		0 m	—32 m	824 m		795 m		0 m	+31 m	826 m	
Udjidji M.	836		0	—15	821		828		0	+14	842	
Muina	842	+ 7 m	—10	—42	790	—11 m	837	—1 m	—15	+41	863	0 m
„	821	—14	+20	—42	799	— 2	839	+1	— 4	+41	876	+13
Bismarckburg H.	(860)	+25	—10	—42	(808)	+ 7	(832)	—6	—15	+41	(858)	— 5
„	818	—17	+20	—42	796	— 5	831	—7	— 4	+41	868	+ 5
Bismarckburg P.Ex.	827	— 8	+ 7	—39	795	— 6	836	— 2	—13	+38	861	— 2
„	846	+11	—11	—39	796	— 5	842	+ 4	— 4	+38	876	+13
„	837	+ 2	— 2	—39	796	— 5	818	—20	+16	+38	872	+ 9
Moliro P. Ex.	821	—14	+13	—39	795	— 6	848	+10	—10	+38	876	+13
„	840	+ 5	— 6	—39	795	— 6	826	—12	+17	+38	881	+18
„	838	+ 3	+13	—39	812	+11	838	0	—10	+38	866	+ 3
„	871	+36	—11	—39	821	+20	827	—11	— 4	+38	861	— 2
Kap Bangwe	819	—16	—10	—27	782	—19	858	+20	—14	+26	870	+ 7
„	834	— 1	—14	—27	793	— 8	834	— 4	+ 1	+26	861	— 2
Udjidji P. Ex.	841	+ 6	—14	—23	804	+ 3	833	— 5	— 1	+22	854	— 9
„	843	+ 8	—13	—23	807	+ 6	827	—11	+ 2	+22	851	—12
„	847	+12	—12	—23	812	+11	824	—14	+ 3	+22	849	—14
„	841	+ 6	—11	—23	807	+ 6	825	—13	+ 6	+22	853	—10
„	824	—11	+ 5	—23	806	+ 5	850	+12	—17	+22	855	— 8
„	842	+ 7	—11	—23	808	+ 7	844	+ 6	—14	+22	852	—11
„	852	+17	—13	—23	816	+15	831	— 7	0	+22	853	—10
Usumbura	795	—40	+ 5	— 6	794	— 7	865	+27	— 6	+ 6	865	— 2
Mpala	817	—18	—11	—14	792	— 9	857	+19	— 5	+13	865	+ 2
Mtowa	820	—15	—11	—15	794	— 7	848	+10	— 5	+14	857	— 6

Vergleicht man die Abweichungen Δh und v in den Spalten 2 und 6 einer jeden Basisstation mit einander, so erkennt man, daß durch die Einführung der

Korrektionen eine große Verbesserung erzielt worden ist. Dasselbe ergibt eine Vergleichung der Fehlerquadrat-Summen und zugehörigen mittleren Fehler, die in Tabelle 34 zusammengestellt sind.

Tabelle 34. Fehlerquadrat-Summen und mittlere Fehler einer Beobachtung.

Basisstation	Daressalam		Kwei	
	Fehlerquadrat-Summen	mittlere Fehler	Fehlerquadrat-Summen	mittlere Fehler
ohne Korrektionen	6019	± 17 m	3218	± 12 m
mit Korrektionen	1983	± 9	1882	± 9

Bei den Höhenunterschieden gegen Daressalam wird demnach die Fehlerquadrat-Summe durch die Korrektionen auf ein Drittel, bei denjenigen gegen Kwei beinahe auf die Hälfte herabgedrückt. Das bedeutet eine große Verbesserung in der Übereinstimmung der einzelnen Messungen. Diese Übereinstimmung tritt noch besser in Tabelle 35 hervor, die dadurch entstanden ist, daß die zeitlich nahe zusammenliegenden Bestimmungen in der Weise, wie es in Tabelle 33 durch Horizontalstriche angedeutet ist, zu Mittelwerten zusammengezogen wurden.

Die an die verbesserten barometrischen Höhenunterschiede $\mathfrak{H}^{Tka}_{Mn}$ und $\mathfrak{H}^{K}_{Tka}$ noch anzubringende Reduktion wegen des Unterschiedes der barometrischen und der beobachteten Temperaturen wurde ebenso angenommen, wie wir sie oben (vergl. Tabellen 28 und 31 S. 105 und 111) für Udjidji gefunden haben, nämlich gleich − 14 m für die Basisstation an der Küste

Tabelle 35. Wahrscheinliche und wahrscheinlichste Höhen des Tanganjika-Spiegels über dem Meere.

Station	Verbesserte barometrische Höhenunterschiede		Wahrscheinliche Höhen				Wahrscheinlichste Höhen	
	$\mathfrak{H}^{Tka}_{Mn}$	$\mathfrak{H}^{K}_{Tka}$	H^{Tka}_{Mn}	Abweichung vom Mittel	$1635-H^{K}_{Tka}$	Abweichung vom Mittel	H	Abweichung vom Mittel
Moliro	824 m	826 m	810 m		819 m		815 m	
Udjidji	821	842	807		803		805	
Muina und Bismarckburg	797	867	783	0 m	778	− 4 m	781	− 1 m
Bismarckburg und Moliro	801	870	787	+ 4	775	− 7	780	− 2
Bangwe und Udjidji	802	857	788	+ 5	788	+ 6	788	+ 6
Usumbura	794	865	780	− 3	780	− 2	780	− 2
Mpala	792	865	778	− 5	780	− 2	779	− 3
Mtowa	794	857	780	− 3	788	+ 6	784	+ 2
Mittel			783		782		782	

und -10 m für die Basisstation Kwei. Damit erhält man die wahrscheinlichen Höhen H^{Tka}_{Mn} und $1635 - H^{K}_{Tka}$ des Tanganjika-Spiegels, die nebst ihren Abweichungen vom Mittel in Tabelle 35 aufgenommen worden sind. Die wahrscheinlichsten Höhen ergeben sich wie oben (S. 112), indem der Unterschied zwischen H^{Tka}_{Mn} und $1635 - H^{K}_{Tka}$ im Verhältnis der Höhen H^{Tka}_{Mn} und H^{K}_{Tka} verteilt wird. Bei der Mittelbildung in der letzten Zeile von Tabelle 35 wurden aus einem sogleich zu erörternden Grunde nur die mit Siedethermometern erhaltenen Bestimmungen berücksichtigt.

Man sieht, daß die Übereinstimmung der wahrscheinlichen Höhen, namentlich der mit der Basisstation Daressalam berechneten, eine sehr befriedigende ist, wodurch die Zweckmäßigkeit des angewandten Reduktionsverfahrens wiederum hervortritt.

In Tabelle 36 sind die sämtlichen für den Tanganjika erhaltenen Höhenzahlen nochmals zusammengestellt.

Tabelle 36. Verschiedene Höhen des Tanganjika.

Instrument	Station	Beobachter	Zeit	Höhe	Abweichung vom Mittel
Quecksilber-Barometer	Udjidji	Ramsay	1897 Mai bis Dezember	765 m	(s.S.111)
	Moliro	Lemaire	1898 August und September	815	
	Udjidji	v. Münchhausen	1899 April und Mai	805	
Siede-thermometer	Muina u. Bismarckburg	Herrmann	1898 Oktober	781	-1 m
	Bismarckburg u. Moliro	Glauning u. Kohlschütter	1899 September	780	-2
	Bangwe u. Udjidji	Glauning u. Kohlschütter	1899 Oktober	788	$+6$
	Usumbura	Dannert	1901 März	780	-2
	Mpala	Lemaire	1900 April	779	-3
	Mtowa	Lemaire	1900 Mai	784	$+2$
		Mittel der Siedethermometer-Bestimmungen		782	± 1.4

Diese Zusammenstellung scheint mir besonders beachtenswert, einmal wegen der Übereinstimmung der Siedethermometer-Bestimmungen unter einander und dann wegen der ganz bedeutend abweichenden Werte, die aus den mit Quecksilber-Barometern gemessenen Luftdrucken folgen. Was den ersten Punkt anlangt, so beachte man, daß 5 verschiedene Beobachter an 8 verschiedenen Orten, die am ganzen See entlang vom äußersten Süden bis zum äußersten Norden teils an der Ostseite, teils an der Westseite gelegen sind, in verschiedenen Jahren und zu verschiedenen Jahreszeiten mit 8 verschiedenen Thermometern so nahe denselben Höhenwert gefunden haben, daß die größte Abweichung vom Mittel nur 6 m und der mittlere Fehler einer Beobachtungsgruppe nur ± 3 m beträgt. Diese Übereinstimmung kann m. E. nicht als zufällig angesehen werden. Deshalb nehme ich das Mittel aus den Siedethermometer-Bestimmungen als definitives Resultat an.

Höhe des Tanganjika-Spiegels über dem Meere = 782 m.

30. Die Fehler der Quecksilber-Barometer von Udjidji und von Herrn Lemaire.

Es erübrigt nun noch die Erklärung der großen Abweichungen der Angaben der Quecksilber-Barometer. Da durch die Siedethermometer-Bestimmungen und auch früher schon (vergl. S. 116 u. 117) die geringe Veränderlichkeit der klimatischen Verhältnisse dargetan ist, so können diese nicht als Ursache der Abweichungen angesehen werden, und es bleibt nur die Erklärung aus Instrumentalfehlern übrig. Da, wie schon erwähnt, Ramsay leider unterlassen hat, das Barometer nach der Aufstellung in Udjidji wieder mittels eines Siedethermometers zu kontrollieren, so mußte Herr Dr. Maurer bei der Reduktion der Ablesungen dieses Instruments die in Daressalam bestimmte Standkorrektion anwenden. Es ist nun aber sehr gut denkbar, daß bei dem langen Transport des Barometers von der Küste bis Udjidji oder bei der Aufstellung daselbst die Standkorrektion sich geändert hat, und daß in einer solchen Änderung der Grund der Abweichung der von dem Barometer gelieferten Höhe tatsächlich zu suchen ist. Bringt man an die Stände dieses Barometers noch die Korrektion -1.3 mm an, so stimmen die Höhen mit den aus den Siedethermometern sich ergebenden überein. Ich halte nach dem vorigen diese Korrektion des Barometers in Udjidji $= -1.3$ mm für reell; sie muß an alle von Maurer mitgeteilten Luftdruckwerte von Udjidji angebracht werden. (D. ü. m. B. XI S. 262 bis 264. Zur Klimatologie von Deutsch-Ostafrika im Archiv der Seewarte 1901 Nr. 3 S. 27. Meteorologische Beobachtungen aus Deutsch-Ostafrika in Mitteilungen aus den Deutschen Schutzgebieten XVI S. 103 u. 104 1903). Auffallend ist das Vorzeichen dieser Korrektion, da diejenigen Unglücksfälle, an die man bei dem langen Transport eines Gefäßbarometers zuerst denkt, nämlich Eindringen von Luft, Verschüttung von Quecksilber eine Korrektion mit positivem Vorzeichen erzeugen würden.

Dasselbe Barometer zeigt dann in den Monaten April und Mai des Jahres 1899 ein entgegengesetztes Verhalten und verlangt hier eine Korrektion von $+1.8$ mm, um die richtige Höhe anzugeben. Diese Änderung ist auch nicht auffallend, da das Barometer in der Zwischenzeit von $1^1/_4$ Jahren zwischen den Beobachtungen Ramsays und v. Münchhausens unbenutzt und unbeaufsichtigt gewesen ist und von ungeübten und nicht instruierten Händen aus Ramsays Wohnung in die Messe transportiert worden war. Schließlich kann der Papagei, der durch sein Schaukelbedürfnis den gänzlichen Untergang des Barometers im Mai 1899 herbeiführte, auch schon vor Beginn der Beobachtungen des Herrn von Münchhausen in derselben Weise einige Luftblasen in das Rohr hineinpraktiziert haben.

Was nun das von Herrn Lemaire in Moliro angewandte Quecksilber-Barometer, Spiralsehnensystem nach Captain George, anlangt, so müßte an seine von Herrn Lemaire mitgeteilten Ablesungen noch eine Korrektion von $+2.6$ mm angebracht werden, um sie mit den Höhen der Siedethermometer in Überein-

stimmung zu bringen. Wodurch ein so großer Fehler bei diesem Instrument hat entstehen können, ist mir nicht bekannt; es genügt ja aber im vorliegenden Falle festzustellen, daß er vorhanden war. Leider fehlt in Moliro jede Kontrolle für dieses Barometer, obwohl sie mit Hülfe der Siedethermometer, die Herr Lemaire mit sich führte, leicht möglich gewesen wäre. Es ist sehr zu bedauern, daß sich Herr Lemaire von der irrigen Ansicht leiten ließ, daß das Quecksilber-Barometer zuverlässiger sei, als die Siedethermometer. Allerdings könnte man den Fehler ja auch diesen letzteren zuschreiben; dies ist aber sehr unwahrscheinlich, da die 4 Thermometer der Pendel-Expedition unter sich und mit den beiden Thermometern der Kiwu-Grenzregulierungs-Kommission und auch mit den beiden Lemaireschen Thermometern so vorzüglich übereinstimmen, wie Tabelle 36 zeigt. Daher sind die fast ebenso großen Unterschiede, die das Lemairesche Quecksilber-Barometer und die Siedethermometer auch an anderen Orten zeigen, als Fehler des *Hg*-Barometers aufzufassen.

An einigen anderen Stationen hat Herr Lemaire nämlich trotz seines Vorurteils gegen Siedethermometer sein Quecksilber-Barometer mit ihnen verglichen und daraus die Folgerung gezogen, daß diese Instrumente sehr gut übereinstimmten. Dies Resultat kommt aber nur dadurch zu Stande, daß er die Reduktion auf Normalschwere an den Ablesungen des Quecksilber-Barometers nicht anbringt. Bei Berechnung der Höhe kann diese Reduktion vernachlässigt werden, wenn es sowohl an der oberen, wie unteren Station geschieht, dagegen ist es ein Fehler, sie bei Vergleichungen zwischen Quecksilber-Barometer und Siedethermometer nicht in Rechnung zu stellen, wie Herr Lemaire es getan hat. Seine Beobachtungen sind in Tabelle 37 zusammengestellt.

Tabelle 37. Vergleichung des *Hg*-Barometers von Herrn Lemaire mit seinen Siedethermometern.

1 Datum	2 Ablesung der Siede-thermometer	3 Ablesung des Hg-Barometers	4 Temperatur	5 Reduktion auf 0°	6 Reduktion auf Normal-schwere	7 Luftdruck nach Hg-Barometer	8 Korrektion des Hg-Barometers
Lou-Kafou (M. s. 10 S. 57 u. 58)							
1899 Dez. 21 Mtg.	679.9 mm	682.5 mm	25°.1	—2.9 mm	—1.9 mm	677.7 mm	+2.2 mm
1899 Dez. 24 Mtg.	681.4	684.3	26	—3.0	—1.9	679.4	+2.0
1899 Dez. 25 8a	681.5	684.0	angen. 19°	—2.2	—1.9	679.9	+1.6
„ „ „ 11a	680.5	683.2	„ 25	—2.9	—1.9	678.4	+2.1
Lofoi (M. s. 3 S. 59)							
1899 April 3 Therm. 496	686.1	687.1	offenbar bereits auf 0° red.	—1.9		685.2	+0.9
„ 498	687.0						+1.8

Die angegebenen Temperaturen sind Lufttemperaturen, die Temperatur des Quecksilbers kann aber sehr wohl höher gewesen sein, als die der Luft, und ist

es in den vorliegenden Fällen wohl auch tatsächlich gewesen, sodaß die Reduktion auf 0° wahrscheinlich kleiner und die Korrektion des *Hg*-Barometers noch größer angesetzt werden müßte.

Eine weitere Vergleichung ermöglicht die doppelte Bestimmung der Höhe der Station Mpwéto und des Moëro-Sees. Herr Lemaire findet M. s. 11. S. 56 nur einen Unterschied von 16m, der, so können wir hinzufügen, verschwinden würde, wenn an seine Berechnungen noch die Isobaren-Korrektionen angebracht würden. Aber die Übereinstimmung ist nur scheinbar, denn während bei der Bestimmung aus dem *Hg*-Barometer die Luftdrucke an beiden Stationen nicht auf Normalschwere reduziert sind, ist bei der aus den Siedethermometern gefundenen Höhe der Druck an der unteren Station ebenfalls nicht reduziert, während er an der oberen Station reduziert ist, weil Herr Lemaire vergessen hat, die Reduktion auf Normalschwere mit umgekehrtem Vorzeichen an die Ablesungen der Siedethermometer anzubringen. Die Beobachtungen und Berechnungen zur Bestimmung der Höhe von Mpwéto sind in Tabelle 38 und 39 zusammengestellt. Die Bedeutung der Spalten ist dieselbe, wie in Tabelle 32, 33

Tabelle 38. Beobachtungen zur Bestimmung der Höhe von Mpwéto.

Datum	Mpwéto			Daressalam			Kwei		
	b	t	e	b	t	e	b	t	e
1898 Okt. 17 bis Dez. 26 Mittel	677.3 mm	24°3	16mm	757.8 mm	26°3	20mm	628.3 mm	17°2	11mm
1900 Febr. 24 und 25 12^h Mtg.	680.3	27.4	16	757.6	30 2	24	628.6	23.9	12

u. 35 (S. 118—120). 1898 Okt. 17 bis Dez. 26 sind die Luftdruck-Beobachtungen in Mpwéto mit dem *Hg*-Barometer, 1900 Febr. 24 und 25 mit den Siedethermometern angestellt. Alle Luftdrucke sind auf 0° und Normalschwere reduziert. Die Beobachtungen von Mpwéto sind aus M. s. 16 und M. s. 11, diejenigen von Daressalam und Kwei 1898 Okt. 17 bis Dez. 26 aus D. ü. m. B. X entnommen, 1900 Febr. 24 und 25 aus den von Herrn Dr. Maurer handschriftlich mitgeteilten Monatsmitteln und den mittleren täglichen Gängen zusammengestellt.

Die Reduktion auf das Monatsmittel (Spalte 3 Tab. 39) bei der zweiten Beobachtung ist natürlich unsicher, da über die tägliche Periode der barometrischen Höhen von Mpwéto nichts bekannt ist. Ich habe diese Reduktion daher einmal aus den Kurven für Tabora in Fig. 5 und 6 (Taf. III u. IV) entnommen und zweitens aus denen für Udjidji in Fig. 7 und 8 (Taf. V u. VI) für den Monat Februar interpoliert. Der Wert von Tabora steht in der zweiten, der von Udjidji in der dritten Zeile. Der richtige Wert scheint zwischen beiden zu liegen, wie aus den Differenzen der H^{Mp}_{Mo} und $1635 - H^{K}_{Mp}$, die für die beiden Hypothesen verschiedene Vorzeichen haben, hervorgeht.

Tabelle 39. Berechnung der Höhe von Mpwéto.

Datum	1	3	4	5	1	3	4	5	6	7	8
	Basisstation Daressalam				Basisstation Kwei						
	Barometr. Höhenunterschied h_D	Reduktion auf Monats-Mittel	Isobaren-Korrektion	Verbesserter barom. Höhenunterschied $\mathfrak{H}^{Mp}_{Mn}$	Barometr. Höhenunterschied h	Reduktion auf Monats-Mittel	Isobaren-Korrektion	Verbesserter barom. Höhenunterschied $\mathfrak{H}^{K}_{Mp}$	Wahrscheinliche Höhen H^{Mp}_{Mn}	$1635 - H^{K}_{Mp}$	Wahrscheinlichste Höhe H
1898 Okt. 17 bis Dez. 26	1006 m	0 m	−16 m	990 m	652 m	0 m	+16 m	668 m	973 m	977 m	975 m
1900 Febr. 24 und 25	977	−25	0	952	699	+3	0	702	935	943	940
		− 8	0	969		0	0	699	952	946	949

Bei der Berechnung der Isobaren-Korrektion ist x gleich dem für Lofoi errechneten (vergl. Tab. 26, S. 100) nämlich $= -0.69$ angenommen; damit wird $(B' \cdot x)_{Mn} = -8.0$ und $(B^1 \cdot x)_K = +7.9$. Für Δt findet man aus den Kärtchen in Fig. 23 (Taf. IX) für Okt. bis Dez. $\Delta t = +2°$, für Februar $\Delta t = 0°$.

Die Korrektionen (J) (s. S. 110) wurden ebenfalls mit den für Lofoi geltenden Werten von u_{s_t} und q_0 berechnet, sie betrugen -17 m und -10 m.

Die Abweichung der Höhenbestimmung mittels des *Hg*-Barometers beträgt also bei der Annahme der täglichen Periode von Tabora -35 m, bei der von Udjidji -26 m. Dies entspricht einer Korrektion der Barometerstände von $+2.7$ mm und $+2.0$ mm. Der richtige Wert liegt, wie bereits oben bemerkt, wahrscheinlich zwischen diesen beiden, sodaß man ihn mit $+2.4$ mm wohl nahezu richtig ansetzt.

Die Vergleichung der Siedethermometer mit dem *Hg*-Barometer (System George) des Herrn Lemaire ergeben also überall Unterschiede mit demselben Vorzeichen und von nahezu derselben Größe, die in Tabelle 40 (S. 126) zusammengestellt sind.

Da nur geprüfte Siedethermometer zum Vergleich verwendet wurden, und 8 verschiedene Thermometer diese nahezu übereinstimmenden Korrektionen geliefert haben, so ist wohl kein Zweifel, daß die Angaben des *Hg*-Barometers fehlerhaft gewesen sind, und daß die aus den Siedethermometern bestimmten Höhen die richtigeren sind. Für den Tanganjika behalten wir daher das oben schon als definitiv bezeichnete Resultat von 782 m bei, während die Höhe von Mpwéto zu 944 m und damit die Höhe des Spiegels des Moëro-Sees zu 918 m anzusetzen ist. Die von Herrn Lemaire in M. s. 16 berechneten Höhen dieser beiden Seen sind 854 m und 972 m, also ganz bedeutend zu hoch.

Tabelle 40. Korrektionen des *Hg*-Barometers von Herrn Lemaire nach den Siedethermometern.

Station des *Hg*-Barometers	Korrektion	Mittel
Moliro	+ 2.6 mm	+ 2.6 mm
Mpwéto	+ 2.4	+ 2.4
Lofoi	+ 0.9	+ 1.4
„	+ 1.8	
Lou-Kafou	+ 2.2	
„	+ 2.0	+ 2.0
„	+ 1.6	
„	+ 2.1	
Mittel		+ 2.1

Es muß unentschieden bleiben, ob die durch Tabelle 40 nachgewiesene Korrektion des *Hg*-Barometers eine konstante gewesen ist, oder mit jeder Aufstellung gewechselt hat. Der erste Fall erscheint mir wahrscheinlicher, und deshalb ist die oben in Tabelle 31 (S. 111) angegebene wahrscheinlichste Höhe von Lofoi, die auf Beobachtungen des *Hg*-Barometers beruht, noch mit dem Mittelwert der Korrektionen = + 2.1 mm berichtigt worden. Da nach Tabelle 3 (S. 51) die barometrische Höhenstufe für Lofoi = − 12.7 m ist, so ist an die Höhe *H* noch eine Korrektion von − 27 m anzubringen, sodaß die definitive Höhe dieser Station = 881 m wird, während Herr Lemaire (in M. s. 16) 936 m herausrechnet.

31. Die Fehler der übrigen Höhenbestimmungen Lemaires.

Die großen Fehler in den von Herrn Lemaire berechneten Höhenzahlen erklären sich zum Teil aus der Nichtbeachtung der täglichen und jährlichen Periode der barometrischen Höhe, von denen die erstere in den Mittagsstunden ihr Maximum erreicht, also gerade zu der Zeit, die Herr Lemaire als besonders günstig für barometrische Höhenbeobachtungen bezeichnet und zu der er auch beobachtet hat, während bereits von Ramond, Plantamour, Rühlmann, Reina und Ciconetti diese Tageszeit als die ungünstigste nachgewiesen ist. Wenn man auch bei dem Verfasser von Vorschriften für barometrisches Höhenmessen und dem Kritiker des Herrn v. D. diese elementaren Kenntnisse voraussetzen sollte, so fehlte doch der bindende Nachweis, daß diese Perioden auch im tropischen Afrika mit einer beachtenswerten Amplitude auftreten, und daraus könnte Herr Lemaire ein gewisses Recht zu ihrer Vernachlässigung herleiten. Zum anderen Teil verdanken aber die konstatierten Höhenfehler ihr Entstehen direkten theoretischen Fehlern, die Herr Lemaire begangen hat, und die ein sorgfältiger, mit der Theorie vertrauter Bearbeiter hätte vermeiden können. Dazu gehört die Vernachlässigung der Reduktion auf Normalschwere bei den aus Siede-

thermometer-Ablesungen bestimmten Höhen und die fehlende Kontrolle des *Hg*-Barometers durch die auf Reisen sehr viel zuverlässigeren Siedethermometer.

Die Beträge, die diese wohl zu vermeidenden Fehler erreichen können, sollen noch an einigen Beispielen gezeigt werden. Wir halten uns dabei einzig und allein an die Beobachtungsdaten, die Rechenvorschriften und die Tafel der rohen barometrischen Höhen, die Herr Lemaire in M. s. 1 bis 16 gegeben hat, also an das auch von Herrn Lemaire benutzte Verfahren, nur mit dem Unterschied, daß wir mit richtigen Luftdruckwerten in die Tafel eingehen. An der unteren Station ist das Mittel des Luftdrucks von Banana und Daressalam genommen nach der Tabelle in M. s. 16, S. 18 und die Lufttemperatur 25°, an der oberen die von Lemaire in dem bezeichneten Heft angegebenen Ablesungen der Siedethermometer. In Bezug auf die Temperatur gibt Herr Lemaire die Vorschrift, es solle die mittlere Jahrestemperatur angewandt werden, die er bei Höhen unter 1000 m auf 24° bis 25° normiert, während er bei der Höhe von 1600 m etwa 16° dafür festsetzt. Für die zwischenliegenden Höhen gibt Herr Lemaire keine Vorschrift, ich habe daher linear zwischen den von ihm gegebenen Werten interpoliert. Die rohen Höhen über der von Herrn Lemaire gewählten Nullebene sind mit diesen Argumenten aus der von ihm berechneten Tafel M. s. 16 S. 51 bis 56 entnommen. Die Rechnung zeigt Tabelle 41 (S. 128).

Die Unterschiede zwischen den von Herrn Lemaire selbst und den von uns nach seinen Vorschriften, jedoch mit richtig reduzierten Luftdruckwerten, aus denselben Beobachtungen abgeleiteten Höhenzahlen sind fast durchgängig sehr groß, wie ein Blick auf die letzte Spalte von Tabelle 41 lehrt. Sie decken in den Lemaireschen Rechnungen Fehler auf, die selbst bei dem an sich ungenauen barometrischen Nivellement weit über der Grenze der zu vernachlässigenden Unsicherheiten liegen. Bedenkt man, daß zu diesen Fehlern noch die aus der Nichtberücksichtigung der täglichen und jährlichen Periode mit demselben Vorzeichen hinzutreten und daß auch die aus *Hg*-Barometer-Ablesungen abgeleiteten Höhen wegen des oben nachgewiesenen Fehlers dieses Instruments stark unrichtig sind, so muß man zu dem Resultat kommen, daß sämtliche von Herrn Lemaire in M. s. 1 bis 16 gegebenen Höhenzahlen nur eine ganz rohe Annäherung bedeuten und vollkommen unzuverlässig sind, sobald man den Maßstab der bei richtiger Berechnung zu erreichenden Genauigkeit des barometrischen Nivellements anlegt.

Ich sehe mich zu dieser wenig erfreulichen Feststellung gezwungen, einmal um darzutun, wie wenig Herr Lemaire berufen ist, als Kritiker des Herrn v. D. aufzutreten und zweitens, weil das große Ansehen, das Herr Lemaire mit Recht als erfolgreicher Reisender genießt, sich auch auf seine unrichtigen Berechnungen und verfehlten Anschauungen über barometrisches Höhenmessen übertragen und er darin Nachfolger finden könnte[1]). Die Lemaireschen Höhenmessungen be-

1) Dies ist z. B. bereits geschehen in A. Cabra, Manuel d'astronomie, de géodésie & de cartographie pratiques usw. Bruxelles, Vanbuggenhoudt 1905, wo auf S. 139 u. f. die Ansichten Le-

Tabelle 41. Berechnung einiger von Herrn Lemaire gemessenen Höhen.

Heft und Seite der Mission scientifique du Katanga	Obere Station	Datum der Beobachtung	Beobachteter Luftdruck nach Siedetherm. der oberen Station mm	Jahresmittel der Temperatur der oberen Station	Mittl. Luftdruck der unteren Stationen zur selben Zeit auf 0° und Normalschwere reduziert mm	Rohe Höhe der oberen Station m	Rohe Höhe der unteren Station m	Höhen-Unterschied m	Höhe der oberen Station über dem Meeres-Niveau m	Die von Herrn Lemaire angegebene Höhe aus M. s. 16 m	Fehler der Lemaireschen Höhe im Sinne „richtig — Lemaire“ m
8. S. 48	Ka-Tendé	Sept. 29	659.2	20°	760.0	1303	55	1248	1257	1300	— 43
„ 48	Zaza bei Mou-Inda	Okt. 6	655.8	19	759.8	1346	57	1289	1298	1396	— 98
„ 49	Lou-Akéra bei Pakosso	Okt. 12—15	651.3	19	759.4	1406	62	1344	1353	1425	— 72
9. S. 36	Tchi-mwé-Woulou	Okt. 21	646.7	19	759.1	1468	65	1403	1212	1450	— 38
„ 36	Pempéré	Okt. 31, Nov. 1	641.1	18	758.6	1541	71	1470	1479	1525	— 46
„ 37	Sources de la Ka-Michi	Nov. 3—16	640.9	18	758.1	1544	77	1467	1476	1525	— 49
10. S. 56	Sources du Lou-Alaba	Nov. 23	641.5	18	757.8	1536	81	1455	1464	1520	— 56
„ 56	Ki-Tchaba	Nov. 26 u. 27	662.8	21	757.8	1258	81	1177	1186	1240	— 54
„ 57	Mou-Imbwa	Dez. 14	662.5	21	757.7	1262	82	1180	1189	1235	— 46
11. S. 54	N'Gèla	Febr. 9—14	662.1	22	756.8	1269	92	1177	1186	1210	— 24
„ 55	Ka-Babila	Febr. 18	675.6	24	756.6	1097	95	1002	1011	1020	— 9
„ 55	Mou-Tombo	Febr. 21	652.4	20	756.7	1394	94	1300	1309	1016	+293
12. S. 44	Baudouin-Ville	April 12—14	665.9	22	757.7	1220	82	1138	1147	1200	— 53
13. „ 56	Gan-jia bei Rou-Toukou	Mai 3	694.1	25	758.1	857	77	780	789	880	— 91

dürfen, um brauchbar zu werden, einer Neubearbeitung von sachkundiger Hand ebenso wie auch andere von ihm nur ungenügend bearbeitete Beobachtungsreihen [1]).

32. Die Berechnung von barometrischen Höhenbestimmungen in Ost-Afrika im allgemeinen.

Es erübrigen noch einige Bemerkungen und Folgerungen, die sich aus dem vorstehenden für barometrisches Höhenmessen in Ost-Afrika im allgemeinen er-

maires teilweis wörtlich wiederholt werden. Namentlich die völlige Verkennung des Wertes der modernen Hypsometer als Kontrollinstrumente für Quecksilber-Barometer, auf den besonders Mohn in Kristiania hingewiesen hat, ist a. d. O. auffallend.

1) Ein Beispiel s. in meinem Artikel: Einige vorläufige Resultate von Längenbestimmungen in Deutsch-Ostafrika u. s. w., in Mitteilungen aus den Deutschen Schutzgebieten XV S. 22, 1902.

geben und eine zusammenfassende kurze Wiederholung der gefundenen Regeln für die Berechnung der Höhen.

Sobald es sich nicht um Messungen zwischen horizontal nahe beieinander liegenden Punkten handelt, ist es wegen der klimatischen Fehlerquellen gleichgültig, welche Formel oder welche Hilfstafel bei der Berechnung benutzt wird. Auch die Tafeln der rohen Meereshöhen werden im allgemeinen ausreichen, nur die von Lemaire gegebene (M. s. 16) ist, wie wir oben nachgewiesen haben, fehlerhaft und zwingt durch die Annahme einer konstanten Temperatur im Meeresniveau den Rechner zu unnötigen Vernachlässigungen. Sie ist daher außer bei ganz rohen Annäherungsrechnungen besser zu vermeiden.

Doch ist dabei zu beachten, daß die Tafeln der rohen Meereshöhen noch kleiner Verbesserungen bedürfen, da sie im allgemeinen mit anderen Mittelbreiten und anderen Mittelwerten des Dunstdruckes berechnet sind, die von den in Ost-Afrika statthabenden Werten abweichen. Wir wollen hier nur die Verbesserungen der Jordanschen Tafeln [1]) betrachten. Jordan führt eine Konstante K_0 ein, die durch die Gleichung

$$K_0 = K \cdot \left(1 + 0.377 \frac{e}{b}\right) \cdot \left(1 + 0.00265 \cos 2\varphi\right)$$

definiert ist. (Über die Bedeutung der Symbole s. S. 52).

Um den für Ost-Afrika gültigen Mittelwert von $\frac{e}{b}$ zu bestimmen, entnehmen wir der Zusammenstellung [2]) von Maurer die in Tabelle 42 enthaltenen Daten.

Tabelle 42. Mittelwerte von $\frac{e}{b}$ in Ost-Afrika.

Station	Jahresmittel des Dunstdrucks	Jahresmittel des Luftdrucks	Jahresmittel von $\frac{e}{b}$	Station	Jahresmittel des Dunstdrucks	Jahresmittel des Luftdrucks	Jahresmittel von $\frac{e}{b}$
$^1/_2$ (Daressalam + Tanga)	20.0 mm	761 mm	0.026	Victoria-See	14.5 mm	666 mm	0.024
Lindi Rosahöhe	18.5	755	0.025	Tabora	13.3	662	0.023
Ulanga	17	734	0.025	Kilimandscharo	11.5	647	0.022
Njassa-See	16.7	723	0.025	Tossamaganga	10.3	633	0.022
Kilossa	15	719	0.024	Kwei	10.6	631	0.022

1) W. Jordan. Barometrische Höhentafeln für Mittelgebirge 1. Aufl. Stuttgart 1879. 2te bis 35° erweiterte Auflage, Stuttgart 1886. Barometrische Höhentafeln für Tiefland und für große Höhen, Hannover 1896.

2) Meteorologische Beobachtungen u. s. w. Mitt. a. d. Deutschen Schutzgebieten XVI S. 20 1903.

Die Jahresmittel von $\frac{e}{b}$ sind also nahezu konstant und es kann $0.023 = \frac{1}{44}$ als geeigneter Mittelwert angenommen werden. Damit und mit der Mittelbreite von $-6°$ wird

für Ost-Afrika $K_0 = 18\,607{,}8.$

In den Jordanschen Tafeln ist benutzt

für Europa $K_0 = 18\,460.9.$

Alle aus den Jordanschen Tafeln entnommenen Höhen müssen daher für Ost-Afrika noch mit dem Quotienten dieser beiden Zahlen multipliziert werden, oder wenn H_{Jord} eine solche Höhe ist, so ist die richtige Höhe

$$\text{(L)} \qquad \left\{ \begin{array}{ll} & H = 1.00796\ H_{\text{Jord}} \\ \text{oder} & \\ & H = H_{\text{Jord}} + \frac{H_{\text{Jord}}}{125.6} = H_{\text{Jord}} + 8\ \frac{H_{\text{Jord}}}{1000}\,. \end{array} \right.$$

Im allgemeinen wird jede Messung einer barometrischen Höhe mit einem systematischen Fehler behaftet sein, der sich aus den drei Komponenten: Fehler der täglichen Periode, Fehler der jährlichen Periode und Fehler des Jahresmittels zusammensetzt. Dazu kommt dann noch der zufällige Fehler. Nun ist oben bereits an den Beispielen von Ssangerawe und Tabora gezeigt worden (S. 65 und 117), daß die zufälligen Fehler im Mittel bei weitem kleiner sind als die systematischen Fehler, da sie nur $\pm$ 10m betragen, und daß es daher zweckmäßig ist, auch eine vereinzelte Höhenmessung von den systematischen Fehlern zu befreien. Es ist dabei natürlich vorausgesetzt, daß zuverlässige und richtig zeigende Instrumente zur Bestimmung von Luftdruck und Temperatur verwendet worden sind, also Schleuderthermometer, Aßmannsche Aspirationsthermometer oder vorschriftsmäßig gegen Strahlung geschützte aber doch luftig aufgehängte Stationsthermometer für die Temperatur und verglichene oder durch Siedethermometer kontrollierte Quecksilber-Barometer, Siedethermometer, vielleicht auch häufig kontrollierte große Aneroide, wenn sie keine starken und schnellen Höhenänderungen in der Zwischenzeit durchgemacht haben, für den Luftdruck.

Bei den bisher behandelten Stationen hatten wir gefunden, daß die systematischen Höhenfehler durch 5 Korrektionen zu beseitigen waren, von denen sich $(\vartheta - t)^a$ und $(\beta - b)^a$ auf die tägliche, $(\vartheta - t)^j$ und $(\beta - b)^j$ auf die jährliche Periode und $(\vartheta - t)^m$ auf das Jahresmittel bezogen. Die $(\vartheta - t)$ waren an das Mittel der an der zu bestimmenden und an der Basisstation beobachteten Lufttemperaturen $t^{st}_{M_n}$, die $(\beta - b)$ an den Luftdruck der Basisstation b_{M_n} anzubringen, sodaß man zu bilden hatte

$$\theta^{St}_{Mn} = t^{St}_{Mn} + (\theta - t)^{d}_{Mn} + (\theta - t)^{j}_{Mn} + (\theta - t)^{m}_{Mn},$$

$$\beta_{Mn} = b_{Mn} + (\beta - b)^{d}_{Mn} + (\beta - b)^{j}_{Mn},$$

und entsprechend für die Höhenunterschiede gegen die Basisstation Kwei.

Der mit der barometrischen Temperatur θ^{St}_{Mn} und dem reduzierten Luftdruck β_{Mn} im gedachten Meeresniveau unterhalb der zu bestimmenden Station berechnete barometrische Höhenunterschied ergab die richtige Höhe der Station.

Es ist nunmehr zu zeigen, wie diese Korrektionen für einzelne Beobachtungen an anderen als den bisher behandelten Orten am bequemsten gefunden oder in anderer Weise berücksichtigt werden können.

Behandeln wir zuerst die tägliche Periode. Zu ihrer Beseitigung bieten sich vier Wege. 1) Reduktion der beobachteten Luftdrucks- und Temperaturwerte auf das Tagesmittel. 2) Bestimmung der Korrektionen auf reduzierten Luftdruck $(\beta - b)^d$ und auf barometrische Temperatur $(\theta - t)^d$. 3) Prozentuale Verbesserung der berechneten Höhe. 4) Anordnung der Beobachtungen derart, daß die tägliche Periode herausfällt.

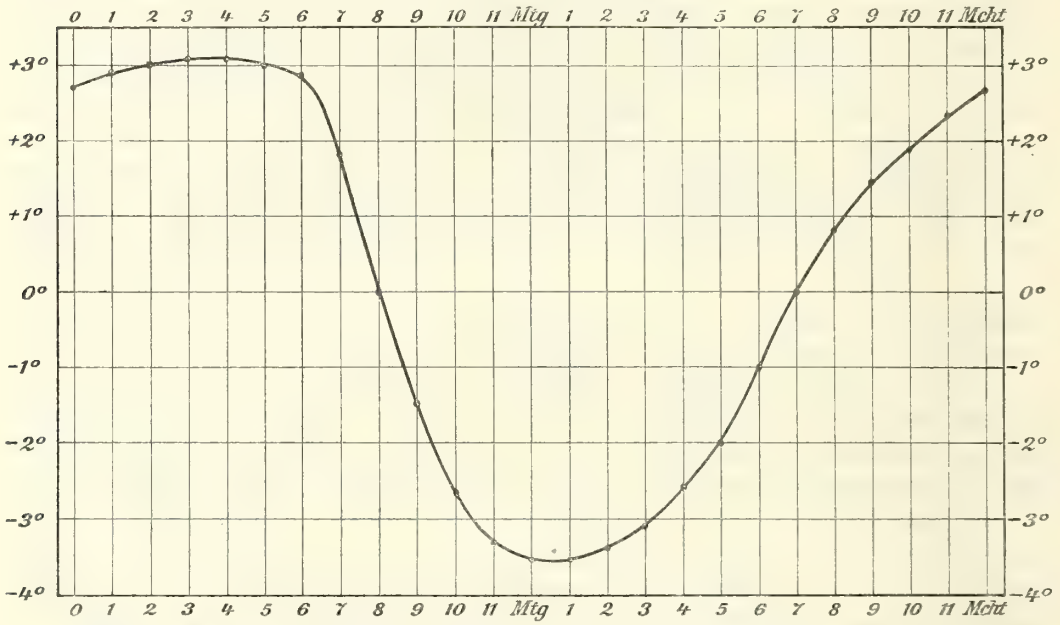
Zu 1. Da man die tägliche Periode der meteorologischen Elemente an dem zu bestimmenden Ort im allgemeinen nicht kennt, so muß man die Perioden der am nächsten liegenden Stationen, von denen die täglichen Gänge bekannt sind, der Reduktion auf das Tages- oder Monatsmittel zu Grunde legen. Diese Reduktionen werden größer und weniger sicher sein, als die unter 2) zu besprechenden.

Zu 2. Auf diesen Weg ist bereits früher (S. 81) hingewiesen worden, und es sind die Werte der Reduktionen $(\theta - t)^d$ und $(\beta - b)^d$ in Tabelle 18 (S. 80) für eine Anzahl von Stationen zu den drei Terminstunden und in Fig. 9 bis 14 (Taf. VII und VIII) für Tabora und Udjidji, in Fig. 3 (S. 61) für Kwei auch für jede Stunde des Tages gegeben worden. Ferner ist in Tabelle 19 (S. 81) gezeigt, daß die Beträge dieser Reduktionen für alle betrachteten Stationen nahezu dieselben sind, sodaß eine wesentliche Verbesserung der beobachteten Höhen schon dadurch erzielt werden kann, daß man die Beobachtungen mit den Mittelwerten von $(\theta - t)^d$ und $(\beta - b)^d$ reduziert. Will man noch weiter gehen, so könnte man die Reduktionswerte der nächstgelegenen Stationen aus Tabelle 18 benutzen, anstelle der mittleren.

Die Mittelwerte der Korrektionen $(\theta - t)^d$ und $(\beta - b)^d$ sind zwar nur für die drei Terminstunden $7a$, $2p$ und $9p$ gegeben. Man wird aber infolge der bisher stets gefundenen großen Regelmäßigkeit des Tropenklimas für die zwischenliegenden Stunden derart interpolieren dürfen, daß der Verlauf der täglichen Periode dieser Korrektionen den in Kwei, Tabora und Udjidji gefundenen vollständigen Kurven parallel wird. Mit den Mittelwerten von $(\theta - t)^d$ aus Tabelle 18, nämlich

um	$7a$	$2p$	$9p$
$(\theta - t)^d$	$+1°8$	$-3°4$	$+1°4$

findet man auf diese Weise die in Fig. 29 graphisch dargestellten Temperatur-Reduktionen, die auch in Tabelle 48 (S. 143) enthalten sind. Diese Werte können nach Tabelle 18 und den Bemerkungen auf S. 77 sowohl für die Höhenunterschiede zwischen der zu bestimmenden Station und der Küste als zwischen Kwei und dieser Station benutzt werden.



Figur 29. Mittlere tägliche Periode der Reduktion der beobachteten Temperaturen t auf barometrische Temperaturen ϑ.

Was nun $(\beta - b)_3^4$ betrifft, so muß es sich durch die harmonische Formel

$$(M) \qquad (\beta - b)^d = a_1 \cdot \sin(x + A_1) + a_2 \cdot \sin(2x + A_2)$$

ausdrücken lassen, da die Barometergänge an den beiden Stationen dieser Formel folgen. Nun ist der Phasenwinkel A_2 der halbtägigen Welle über große Gebiete nahezu derselbe [1]), während der Phasenwinkel A_1 der ganztägigen Schwankung mit der Örtlichkeit sich ändert. In dem Ausdrucke $(\beta - b)^d$, der die Differenz der Luftdruck-Werte im Meeresniveau an zwei verschiedenen Orten darstellt, wird daher A_2 denselben Wert haben, den es in den Darstellungen des täglichen Barometerganges an allen Stationen Ostafrikas hat, während A_1 von Station zu Station sich ändert. Will man also die Parameter der Formel (M) bestimmen, so sind nur a_1, A_1 und a_2 unbekannt, während für A_2 der allgemein gültige Wert eingesetzt werden kann. Für diesen letzteren sind folgende Beträge gefunden worden.

1) J. Hann, Lehrbuch der Meteorologie, 1. Aufl. 1901, S. 187.

in Daressalam	$A_2 = 161^\circ$	nach Maurer D. ü. m. B. X
Kwei	149	„
Tabora	172	„
Moschi	170	„
Udjidji	169	vergl. S. 73
Langenburg	151	nach Mitt. a. d. D. Schutzgebiet. XVI S. 201, 1903.
Mittel	162	rund 160°.

Diese Konstanz von A_2 kommt uns sehr zu statten, denn nun können wir aus den Luftdruck-Gradienten $(\beta - b)^d$ der drei Terminbeobachtungen, die in Tabelle 18 (S. 80) enthalten sind, für jede Station die Unbekannten a_1 A_1 und a_2 berechnen und damit den Ausdruck (M) aufstellen, der dann für jede Tagesstunde die gesuchten Korrektionsgrößen $(\beta - b)^d$ liefert. Die Resultate zeigt Tabelle 43.

Tabelle 43. Harmonische Darstellung der Luftdruck-Gradienten $(\beta - b)^d$ zwischen Küste und Inland (im Meeresniveau).

Station	$(\beta - b)^d_{Mn}$ in mm (x von Mitternacht ab gezählt, $1^h = 15^\circ$)
Kibwezi	$0.37 \sin (x \pm 0^\circ) + 0.17 \sin (2x + 160^\circ)$
Kilossa	$0.69 \sin (x - 5\ ) + 0.46 \sin (2x + 160\ )$
Tabora	$0.92 \sin (x - 2\ ) + 0.38 \sin (2x + 160\ )$
Udjidji	$0.66 \sin (x - 12) + 0.15 \sin (2x + 160\ )$
Fort Johnston	$0.66 \sin (x + 23) + 0.27 \sin (2x + 160\ )$
Langenburg	$0.35 \sin (x + 21) + 0.05 \sin (2x + 160\ ).$

Man sieht, daß auch der Phasenwinkel A_1 für größere Gebiete konstant ist, indem die Gruppe Kibwezi, Kilossa, Tabora und Udjidji sich scharf von der südlichen Gruppe Langenburg und Fort Johnston abhebt. Dagegen sind die Amplituden a_1 und a_2 innerhalb der beiden Gruppen sehr verschieden, was entweder auf starke lokale Eigentümlichkeiten der einzelnen Stationen oder auf die Unvollkommenheit des Materials oder auf beides zurückzuführen ist. Meiner Ansicht nach überwiegt der zweite Grund, und deshalb wird man eine nicht unbedeutende Verbesserung vereinzelter Beobachtungen erzielen, wenn man im nördlichen Teil des Schutzgebiets mit dem Mittel der ersten und im südlichen mit dem Mittel der zweiten Stationsgruppe rechnet.

Daher ist zu setzen

im nördlichen Gebiet: $(\beta - b)^d_{Mn} = 0.7 \sin (x - 5^\circ) + 0.3 \sin (2x + 160^\circ)$,

im südlichen Gebiet: $(\beta - b)^d_{Mn} = 0.5 \sin (x + 20^\circ) + 0.2 \sin (2x + 160^\circ)$.

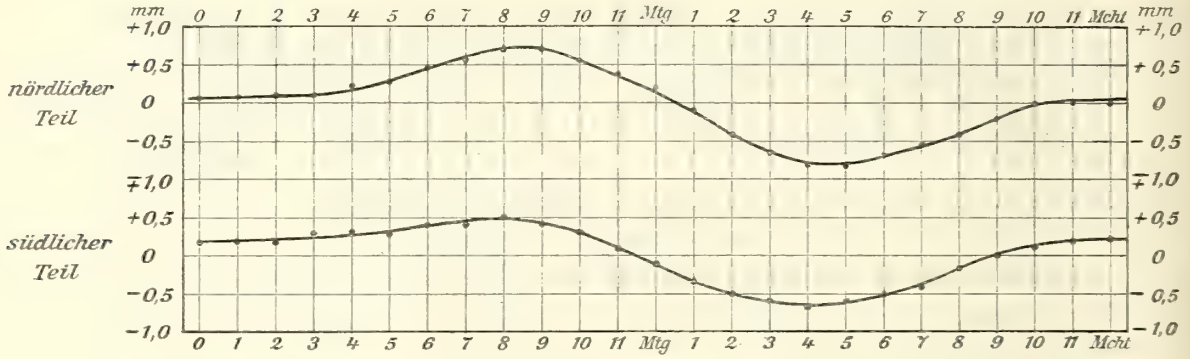
Für das Niveau einer anderen Basisstation sind diese Gradienten noch mit $\frac{b}{760}$ zu multiplizieren, so daß für die Basisstation Kwei

$$(\beta - b)^d_x = 0.84 \cdot (\beta - b)^d_{Mo}$$

wird. (Für Tabora als Basisstation ist der Faktor gleich 0.87).

Mit diesen Formeln sind die in Figur 30 und in Tabelle 49 (S. 143) enthaltenen mittleren Luftdruck-Reduktionen berechnet, die an den auf der Basisstation beobachteten Luftdruck anzubringen sind.

Die Reduktionsgrößen $(\theta - t)^d$ und $(\beta - b)^d$ haben auch eine jährliche Periode, zu deren Herleitung das Material aber zu lückenhaft und unsicher ist.



Figur 30. Mittlere tägliche Periode der Unterschiede des Luftdrucks im Meeresniveau zwischen dem Innern von Ostafrika und der Küste.

Volle Sicherheit über die Reduktionselemente der barometrischen Höhen wird man erst gewinnen, wenn von einer größeren Anzahl von Stationen mehrjährige Beobachtungsreihen vorliegen und wenn namentlich von einigen Hauptstationen im Innern zusammenhängende Aufzeichnungen von Baro- und Thermographen wenigstens von einem Jahre vorhanden sein werden. Bis dahin wird man sich mit den Verbesserungen begnügen müssen, die durch die Anwendung der obigen mittleren Reduktionen erzielt werden können.

Zu 3. Die prozentuale Reduktion d. h. die Korrektion ausgedrückt in Prozenten der berechneten Höhe wird in Europa wohl ausschließlich angewendet. Ihrer Natur nach kommt sie nur in Betracht, wenn die horizontale Entfernung der beiden Stationen nicht groß ist, denn nur der von $(\theta - t)^d$ herrührende Teil ist der Höhe proportional, während $(\beta - b)^d$ eine nahezu konstante Korrektion liefert. Die prozentualen Reduktionen müssen daher für die verschiedenen Stationen sehr verschieden sein, wie auch die Tabelle 44 tatsächlich zeigt.

Man wird diese Korrektionen nur bei solchen Stationen anwenden können, die in der Nähe einer der in Tabelle 44 genannten Stationen und nahezu auch in derselben Höhe liegen. Über die prozentuale Reduktion bei nahe zusammenliegenden Stationen siehe ferner auch Kap. 41.

Zu 4. Hält sich ein Reisender länger an einem Ort auf, so kann er die Fehlerquelle der täglichen Periode dadurch vermeiden, daß er Beobachtungen

Tabelle 44. Reduktionen der barometrischen Höhendifferenzen auf das Monatsmittel ausgedrückt in Prozenten dieser Differenzen.

Innenstation	Innenstation — Basisstation im Meeresniveau			Kwei — Innenstation		
	$7a$	$2p$	$9p$	$7a$	$2p$	$9p$
Kwei	+ 0.4 %	— 0.9 %	+ 0.4 %			
Kibwezi	+ 1.1	— 1.5	+ 0.3	+ 0.1 %	— 0.8 %	+ 0.5 %
Marangu	+ 0.7	— 1.4	+ 0.8	0.0 [1]	— 7.8 [1]	+ 6.8 [1]
Kilossa	+ 2.4	— 2.5	+ 0.2	— 0.3	— 0.5	+ 0.7
Tabora	+ 1.8	— 2.0	+ 0.1	— 1.9	+ 0.5	+ 1.2
Udjidji	+ 1.5	— 1.6	0.0	— 0.5	— 0.6	+ 1.1
Langenburg	+ 1.2	— 1.2	— 0.2	+ 0.3	— 0.6	+ 0.3
Fort Johnston	+ 2.1	— 2.4	+ 0.4	+ 0.2	— 0.5	+ 0.3

an den drei Terminstunden $7a$, $2p$, $9p$ anstellt, deren Mittel, wie oben nachgewiesen wurde (S. 57 u. 79), dem Monatsmittel sehr nahe kommt. Läßt sich dies nicht erreichen, so sollten die Beobachtungen wenigstens so über den Tag verteilt werden, daß sich die tägliche Periode für den betreffenden Ort aus den Beobachtungen selbst ermitteln läßt. Zu dem Zweck ist die Mitführung von Baro- und Thermograph auf der Reise sehr zu empfehlen.

Schließlich bietet sich auch die Möglichkeit, die Beobachtungen zu den Stunden anzustellen, wo die Korrektionen gleich Null sind. Da nun aber die Reduktionselemente $(\vartheta - t)^a$ und $(\beta - b)^a$ nicht gleichzeitig Null werden, so müssen diese Zeiten für verschiedene Höhendifferenzen verschieden sein. Und in der Tat finden sich dafür aus den Figuren 1, 5 bis 8 (Taf. II bis VI) im Jahresmittel folgende Zeiten.

Tabelle 45. Stunden, zu denen die barometrische Höhendifferenz gleich dem Monatsmittel ist.

Höhenunterschied	Stunden		
Kwei—Tabora	$2a$	und	$1p$
Kwei—Udjidji	$6a$	„	$4p$
Kwei—Daressalam	$8a$	„	$7p$
Tabora—Daressalam	$9a$	„	$9p$
Udjidji—Daressalam	$9a$	„	$9p$

Diese Zahlen haben auch eine jährliche Periode mit einer Amplitude von 1 bis 2 Stunden. Aus Tabelle 45 ergibt sich nun sofort der Satz:

Bestimmte Stunden, zu denen sämtliche Höhendifferenzen

1) Wegen des geringen Höhenunterschiedes (45 m) werden diese Zahlen durch die zufälligen Fehler stark entstellt.

durch die Nulllinie der täglichen Periode gehen, gibt es nicht. Eine Ausnahme machen nahe zusammenliegende Stationen.

Wohl aber erweist sich hier die von uns vorgeschlagene Zerlegung der Korrektion in ein von $(\vartheta - t)^d$ und ein von $(\beta - b)^d$ abhängiges Glied wieder von Vorteil, denn jeder dieser Teile geht bei allen Höhenunterschieden nahe zur selben Zeit durch Null, und zwar $(\vartheta - t)$ um $8a$ und $7p$. Zum Beweis siehe Figur 3 (S. 61), 9, 10, 11, 12 (Taf. VII), 29 (S. 132) und Tabelle 48 (S. 143). Ferner $(\beta - b)$ um Mtg und $9.5p$. Zum Beweis siehe Fig. 30 (S. 134) und Tabelle 49 (S. 143) und besonders 43 (S. 133).

Diese Zeiten ändern sich je nach der Jahreszeit und Örtlichkeit um geringe Beträge, man wird aber, wenn man sie innehält, nur unbedeutende Fehler in der barometrischen Höhe begehen.

Es tritt hierbei nun aber der Übelstand auf, daß um $8a$, wenn $(\vartheta - t)^d$ verschwindet, $(\beta - b)^d$ sein Maximum erreicht, und um Mtg, wenn $(\beta - b)^d$ durch Null geht, $(\vartheta - t)^d$ seinen größten Wert hat. In den Abendstunden ist es ähnlich, wenn die Gegensätze auch nicht so groß sind. Da die von $(\beta - b)^d$ abhängigen Korrektionen über größere Gebiete hin konstant sind, nicht so sehr lokalen Abweichungen unterliegen und vor allem kleiner sind, als die von $(\vartheta - t)^d$ abhängigen, so wird man den Stunden, in denen $(\vartheta - t)^d$ verschwindet, als Beobachtungszeiten den Vorzug geben und als günstigste Zeit für barometrische Höhenmessungen $8a$ und $7p$ bezeichnen können. Die von $(\beta - b)^d$ herrührende Reduktion muß dann bei der Berechnung berücksichtigt werden. Von den Stunden, zu denen $(\beta - b)^d$ verschwindet, kommt als Beobachtungszeit nur noch $9.5p$ in Betracht, da um Mtg die lokalen Abweichungen und die zufälligen Fehler gerade am größten sind. Die Beobachtungen von $9.5p$ bedürfen dann noch der von $(\vartheta - t)^d$ abhängigen Reduktion.

Eine weitere Möglichkeit, die tägliche Periode zu eliminieren, besteht darin, daß man Luftdruck und Temperatur nicht gleichzeitig beobachtet, sondern jedes Element zu der Stunde, zu der es durch sein Tagesmittel geht. Die Temperatur würde dann etwa um $8.5a$ oder $7p$ und der Luftdruck um $0.8p$ oder $9p$ zu beobachten sein[1]). Wenn aber ein Reisender so lange an einem Ort bleibt, um

1) Für den Luftdruck hat Herr Lemaire schon denselben Vorschlag gemacht und gibt deshalb $0.5p$ als günstigste Beobachtungszeit an. Über die Periode der Temperatur, deren Berücksichtigung ebenso wichtig ist, sagt er nichts, M. s. 16 S. 37. Seine Formel und seine Tafel versagen aber bei dieser Anordnung der Beobachtungen, da er die Lufttemperatur gleich der Temperatur des Quecksilbers im Barometer setzt und diese an sich schon sehr fragliche Gleichheit sicher nicht vorhanden ist für die Lufttemperatur um $8.5a$ oder $7p$ und die Quecksilber-Temperatur um $0.5p$.

M. E. hält man sich auch von dem anderen von Herrn Lemaire benutzten Kunstgriff, der Vereinigung der Reduktion auf 0° mit dem Temperaturglied der barometrischen Höhenformel, besser frei; denn dies führt leicht zu Verwirrung, weil alsdann an die absolut richtigen Angaben der Siedethermometer und Aneroide die Reduktion auf 0° mit entgegengesetztem Zeichen angebracht werden muß, die mit diesen Instrumenten nichts zu tun hat, und deren Angaben dadurch künstlich verfälscht werden. Alle bedeutenden Autoren auf diesem Gebiete Angot, Hann, Jordan u. s. w. em-

zu so verschiedenen Zeiten beobachten zu können, so dürfte es sich doch vielmehr empfehlen an den drei Terminstunden $7a$, $2p$ und $9p$ beide Elemente zu beobachten, da er auf diese Weise die Tagesmittel viel sicherer erhält.

Wenden wir uns nun zu der jährlichen Periode, die in gleicher Weise durch eine Isobaren-Korrektion $(\beta - b)^j$ und eine Temperatur-Reduktion $(\theta - t)^j$ beseitigt werden konnte.

Die erstere ist aus den Kärtchen in Fig. 26 (Taf. XI) zu entnehmen und zu dem gleichzeitig an der Küste in möglichst derselben Breite beobachteten und wegen des täglichen Gradienten bereits korrigierten Luftdruck hinzuzufügen. Der auf diese Weise erhaltene reduzierte Luftdruck β_{M_n} wird der Berechnung der barometrischen Höhe zu Grunde gelegt.

Wird ein im Inland gelegener Ort als Basisstation benutzt (z. B. Kwei oder Tabora), so ist die aus Fig. 26 sich ergebende Korrektion für diesen Ort ebenfalls zu berücksichtigen, indem sie von der Korrektion $(\beta - b)^j_{M_1}$, die zu der zu bestimmenden Station gehört, abgezogen wird. Der dadurch gewonnene Gradient zwischen den beiden Orten ist noch, wie bei der täglichen Periode, auf das Niveau der Basisstation zu beziehen durch Multiplikation mit $\frac{b}{760}$, wo b der Luftdruck der Basisstation ist. Für Kwei ist $\frac{b}{760} = 0.84$, für Tabora $= 0.87$. Die tägliche Temperatur-Korrektion und die jährliche Isobaren-Korrektion sind die wichtigsten der gefundenen Verbesserungen.

Die Temperatur-Korrektion $(\theta - t)^j$ wird an das wegen täglicher Periode verbesserte Mittel der an der unbekannten und an der Basisstation beobachteten Temperaturen angebracht. Für die Basisstation Kwei können dabei nach den Erörterungen auf S. 99 dieselben Werte benutzt werden, wie für eine an der Küste gelegene Basisstation.

Die Korrektionen $(\theta - t)^j$ können für die verschiedenen Monate und für die verschiedenen Gebiete Ostafrikas aus Fig. 26 (Taf. XI) oder Fig. 27 (Taf. XII) entnommen werden. In der ersteren sind sie in kleinen roten Ziffern neben den bisher behandelten Höhenstationen eingeschrieben, sodaß sie für eine zu bestimmende Station dazwischen interpoliert werden können. Eine übersichtlichere Darstellung etwa durch Linien gleicher Werte von $(\theta - t)^j$ ist bei der geringen Anzahl von Stationen nicht gelungen.

Das Einschalten zwischen den wenigen gegebenen Werten wird ja freilich mit großer Unsicherheit verknüpft sein. Das macht aber nicht viel aus, wenn man die Höhenunterschiede gegen eine untere und eine obere Basisstation berechnet, denn ein Temperaturfehler wirkt in demselben Sinne auf die beiden

---

pfehlen daher auch eine reinliche Scheidung zwischen der Reduktion auf 0° und der barometrischen Höhenformel oder Höhentafel, zwischen denen ja auch kein organischer Zusammenhang besteht, und die nur der Ähnlichkeit des mathematischen Ausdrucks wegen zusammengeworfen sind. Das klare, sich der Natur anpassende Verfahren verdient auch hier den Vorzug vor der Künstelei.

Höhendifferenzen ein. Da nun aber die Höhendifferenz zu der Höhe der unteren Basisstation hinzugelegt, von der der oberen Basisstation aber abgezogen wird, so hebt sich der Temperaturfehler aus dem Mittel der beiden Höhenwerte zum größten Teile heraus.

Hat man nur eine Basisstation zur Verfügung, so muß man allerdings einen größeren Temperaturfehler in Kauf nehmen, aber sein Einfluß wird im Vergleich zu dem der Isobaren-Korrektion klein sein. Jedenfalls sollte man, wenn es irgend möglich ist, die Höhenunterschiede gegen eine untere und eine obere Basisstation berechnen, und nötigenfalls, wenn von einer dieser Stationen keine gleichzeitigen Beobachtungen vorliegen, die für den betreffenden Monat und die Tageszeit geltenden mittleren meteorologischen Elemente der betreffenden Station in die Rechnung einsetzen, da im Tropenklima die Einzelwerte nur selten stark von den Mittelwerten abweichen.

Was schließlich die Korrektion des Jahresmittels der Temperatur $(\theta - t)^m$ anbetrifft, so könnte sie aus den Gleichungen (H) (S. 109) unter Einsetzung der Konstanten aus (J*) (S. 111) gefunden und an das verbesserte Temperaturmittel angebracht werden. Da es dazu jedoch der genäherten Kenntnis der Höhe bedarf, so ist es bequemer, diese Korrektionen erst nach Berechnung der Höhenunterschiede anzubringen und sie in der Form Q^{St}_{Mn} und Q^{K}_{St} der Gleichungen (K) (s. S. 112) zu berechnen.

Aus (J) geht nach einigen Umformungen, wenn man

$$u_{St} = t^m_{St} - \left(t^m_{Mn} - 0.5^0 \cdot \frac{\mathfrak{H}^{St}_{Mn}}{100}\right)$$

einsetzt, hervor:

$$Q^{St}_{Mn} = \mathfrak{H}^{St}_{Mn} \cdot \left[q_o + \frac{q_1}{2} \cdot \left(t^m_{St} - t^m_{Mn} + 0.5^0 \frac{\mathfrak{H}^{St}_{Mn}}{100}\right) \cdot \left(\frac{273^0 + t^m_{Mn} + (t_{St} - t_{Mn})^m}{273^0 + t^m_{Mn} + \frac{1}{2}(t_{St} - t_{Mn})^m}\right)\right]$$

$$= \mathfrak{H}^{St}_{Mn} \cdot \left[q_o + \frac{q_1}{2} \cdot \left(t^m_{St} - t^m_{Mn} + 0.5^0 \frac{\mathfrak{H}^{St}_{Mn}}{100}\right) \cdot \left(1 + \frac{\frac{1}{2}(t_{St} - t_{Mn})^m}{273^0 + t^m_{Mn} + \frac{1}{2}(t_{St} - t_{Mn})^m}\right)\right]$$

und für den Höhenunterschied gegen Kwei:

$$Q^{K}_{St} = \mathfrak{H}^{K}_{St} \cdot \left[q_o + \frac{q_1}{2} \cdot \left(t^m_{St} - t^m_{Mn} + 0.5^0 \frac{1651 - \mathfrak{H}^{K}_{St}}{100}\right) \cdot \left(\frac{273^0 + t^m_K + (t_{St} - t_K)^m}{273^0 + t^m_K + \frac{1}{2}(t_{St} - t_K)^m}\right) + \frac{q_1}{2} \cdot \left(\frac{u_K \cdot (273^0 + t_K)^m}{273^0 + t^m_K + \frac{1}{2}(t_{St} - t_K)^m}\right)\right]$$

$$= \mathfrak{H}^{K}_{St} \cdot \left[q_o + \frac{q_1}{2} \cdot \left(t^m_{St} - t^m_{Mn} + 0.5^0 \frac{1651 - \mathfrak{H}^{K}_{St}}{100}\right) \cdot \left(1 + \frac{\frac{1}{2}(t_{St} - t_{Mn})^m - \frac{1}{2}(t_K - t_{Mn})^m}{273^0 + t^m_K + \frac{1}{2}(t_{St} - t_{Mn})^m - \frac{1}{2}(t_K - t_{Mn})^m}\right) + \frac{q_1}{2} \cdot \left(\frac{u_K (273^0 + t_K)^m}{273^0 + t^m_K + \frac{1}{2}(t_{St} - t_{Mn})^m - \frac{1}{2}(t_K - t_{Mn})^m}\right)\right].$$

Indem die mittleren Werte $t^m_{Mn} = 25.5^0$, $t^m_K = 16.2^0$, $u_K = -1.3^0$, $q_o = -0.0115$ und $q_1 = -0.00413$ eingesetzt wurden, konnten mit den Variablen $t_{St} - t_{Mn}$ und $\mathfrak{H}^{St}_{Mn}$ sowie $\mathfrak{H}^{K}_{St}$ Tafeln berechnet werden, aus denen die Korrektionen Q^{St}_{Mn} und

Q^{K}_{St} entnommen werden können. Diese Tafeln findet man in Tabelle 52 und 53 (S. 145 u. 146). Diese Korrektionen sollten eigentlich mit dem Jahresmittel der Temperatur an dem zu bestimmenden Orte entnommen werden. Da dies bei vereinzelten Beobachtungen in der Regel nicht bekannt ist, so muß man die beobachtete Temperatur mit dem täglichen und jährlichen Gange einer benachbarten Station auf das Jahresmittel reduzieren, oder man muß wenigstens die Temperatur-Differenz $(t_{St} - t_{Mn})$ von $8.5\,a$, die nicht sehr stark vom Jahresmittel abweicht, benutzen. Es hat nur einen verschwindenden Einfluß auf die resultierende Höhe, wenn man mit einer um 2° bis 3° falschen Temperatur-Differenz in die Tabellen 52 und 53 eingeht, nur muß in beide Tabellen mit demselben Wert von $(t_{St} - t_{Mn})$ eingegangen werden. Der zweite horizontale Eingang von Tabelle 53, nämlich $(t_{St} - t_{K})$ ist nur dann zu benutzen, wenn eine Basisstation an der Küste nicht vorhanden ist.

Die wahrscheinlichen Meereshöhen sind dann aus folgenden Gleichungen zu berechnen:

$$\text{(K*)} \qquad \begin{cases} H_{Mn} = H_{Basist.} + (\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + Q^{St}_{Mn}) \\ H_{K} = 1635 - (\mathfrak{H}^{K}_{St} + Q^{K}_{St}). \end{cases}$$

Die beiden Werte H_{Mn} und H_{K} sollten mit einander übereinstimmen. Tun sie das nicht, so liegt es daran, daß der für die zu bestimmende Station geltende Wert q_o von dem bei Berechnung der Korrektionen Q angewandten mittleren Werte abweicht. Die dem richtigen q_o entsprechende wahrscheinlichste Höhe H ergibt sich nach Gleich. (J) (S. 110) durch eine Verteilung des Unterschiedes proportional zu $\mathfrak{H}^{St}_{Mn}$ und $\mathfrak{H}^{K}_{St}$, was nach folgender Gleichung geschieht:

$$\text{(N)} \qquad H = H_{Mn} + W, \quad \text{wo} \quad W = H_{Mn} \cdot \frac{(H_{K} - H_{Mn})}{1635}$$

ist.

Die Korrektionen der jährlichen Periode und des Jahresmittels sind im vorstehenden unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die an der Küste gelegene Basisstation annähernd dieselbe Breite wie die zu bestimmende Station hat (s. Bemerk. zu Tab. 23 S. 93). Da an der Küste fortlaufende Registrierungen aber nur in Daressalam gemacht sind, so müssen die mit einer Einzelbeobachtung korrespondierenden Küstenwerte den Tabellen von Daressalam entnommen werden. Um sie auf die Breite des Beobachtungsortes zu reduzieren, sind noch kleine Verbesserungen V_b und V_t anzubringen, wie die in Spalte 2 und 3 der Tabelle 7 (S. 58) für Tanga gegebenen. Um sie zu finden, habe ich nach dem gesamten vorliegenden Material von Kisimayu, Lamu, Mombasa, Tanga, Bagamojo, Daressalam, Mohorro, Kilwa, Lindi und Mikindani [1]) die Abhängigkeit des

1) Teils aus Reports of the British Association for the advancement of science, teils aus Maurer, Meteorol. Beobacht. a. D. Ostafrika. Mitth. a. d. Deutsch. Schutzgeb. 1903 entnommen. Über die Reduktion der um $9a$ gemachten Beobachtungen s. Bemerkungen zu Tabelle 23 (S. 93).

Luftdrucks und der Temperatur der Küstenstationen von der Breite in den Figuren 31 und 32 (Taf. XIV) dargestellt. Die Mittelwerte sind durch die ausgezogenen Kurven bezeichnet. Der Luftdruck ist noch nicht auf Normalschwere reduziert und gilt für das Niveau von Daressalam, nämlich 13.5 m über Meeresniveau. Um den Druck im Meeresniveau und für Normalschwere zu bekommen, ist daher an die Linien der Fig. 31 noch die Korrektion -0.8 mm anzubringen.

Die teilweis nicht unbedeutenden Abweichungen der einzelnen Stationswerte von den ausgleichenden Kurven weisen auf das Vorhandensein starker lokaler Einflüsse hin, und es ist deshalb zu bedauern, daß ich im vorhergehenden immer die Beobachtungen bestimmter Küstenorte und nicht die Werte der ausgleichenden Kurven als Basiswerte der meteorologischen Elemente angenommen habe.

Die Verbesserungen V_b und V_t, die zu den in Daressalam beobachteten Werten von Luftdruck und Temperatur hinzugefügt werden müssen, damit man die für eine bestimmte Breite geltenden Werte erhält, wurden diesen Figuren entnommen und in Tabelle 46 und 47 (S. 142) zusammengestellt.

33. Zusammenstellung der Formeln und Hilfstafeln.

Kurz zusammengefaßt ergeben sich daher folgende Rechenvorschriften zur Ableitung der Höhe aus einer einzelnen Beobachtung.

Gegeben. 1. b_{St}, b_{Mn}, b_K die auf 0° und Normalschwere reduzierten Luftdrucke an dem zu bestimmenden Ort, der in möglichst gleicher Breite gelegenen Basisstation an der Küste und Kwei.

2. t_{St}, t_{Mn}, t_K die beobachteten Lufttemperaturen an denselben Orten.

3. H_{Bas} die Höhe der Küstenstation über dem Meere.

Berechnung. Ist Daressalam die Basisstation an der Küste, so sind V_b und V_t mit der Breite des zu bestimmenden Ortes aus Tab. 46 (S. 142) und 47 (S. 142) zu entnehmen und

$$b_{Mn} = b_D + V_b \qquad \text{und} \qquad t_{Mn} = t_D + V_t$$

zu bilden.

Nun berechnet man

$$t^{St}_{Mn} = \tfrac{1}{2}(t_{Mn} + t_{St}) \qquad \text{und} \qquad t^{K}_{St} = \tfrac{1}{2}(t_{St} + t_K)$$

und entnimmt die Verbesserungen $(\theta - t)^d$ aus Tabelle 48 (S. 143) und $(\theta - t)^j$ aus Figur 26 (Taf. XI) mit flüchtigem Interpolieren, womit

$$\theta_{Mn} = t^{St}_{Mn} + (\theta - t)^d + (\theta - t)^j \qquad \text{und} \qquad \theta_K = t^{K}_{St} + (\theta - t)^d + (\theta - t)^j$$

gefunden wird.

Aus Tabelle 49 (S. 143) bekommt man $(\beta - b)^d_{Mn}$ und $(\beta - b)^d_K$ und aus Figur 26 (Taf. XI) die Gradienten $(\beta - b)^j_{Mn}$ für die zu bestimmende Station und für Kwei. Der letztere heiße $(\beta - b)^j_{Mn}$ f. K. Damit berechnet man

$$\beta_{Mn} = b_{Mn} + (\beta - b)^{d}_{Mn} + (\beta - b)^{j}_{Mn}$$

und

$$\beta_{K} = b_{K} + (\beta - b)^{d}_{K} + 0.84 \cdot [(\beta - b)^{j}_{Mn} - (\beta - b)^{j}_{Mn} \text{ f. K.}]$$

Der Wert von $0.84 \cdot [(\beta - b)^{j}_{Mn} - (\beta - b)^{j}_{Mn}$ f. K.] braucht nicht berechnet zu werden sondern kann für die einzelnen Monate aus Tabelle 50 (S. 143) entnommen werden.

Mit den Werten θ_{Mn}, β_{Mn} und b_{St} ermittelt man den Höhenunterschied $\mathfrak{H}^{St}_{Mn}$ und mit θ_K, β_K und b_{St} den Höhenunterschied $\mathfrak{H}^{K}_{St}$ (dieser letztere Unterschied ist negativ, wenn die zu bestimmende Station höher als Kwei liegt) nach den Jordanschen Höhentafeln. Die Tafelverbesserung V_{Jord} wird aus der Formel

$$(L)\quad V_{Jord} = 8 \cdot \frac{\mathfrak{H}}{1000}$$

oder aus Tabelle 51 (S. 144) und die Verbesserungen Q^{St}_{Mn} aus Tabelle 52 (S. 145) und Q^{K}_{St} aus Tabelle 53 (S. 146) gefunden, womit

$$H_{Mn} = H_{Bas} + (\mathfrak{H}^{St}_{Mn} + V_{Jord} + Q^{St}_{Mn}) \text{ für Daressalam } H_{Bas} = 13.5$$

$$H_{K} = 1635 - (\mathfrak{H}^{K}_{St} + V_{Jord} + Q^{K}_{St})$$

zu berechnen ist. Q^{K}_{St} ist mit demselben horizontalen Eingang zu entnehmen wie Q^{St}_{Mn}. Abrundung auf ganze Grade genügt. Den Unterschied $H_K - H_{Mn}$ verteilt man im Verhältnis $\mathfrak{H}^{K}_{St} : \mathfrak{H}^{St}_{Mn}$, indem man nach der Formel (N)

$$W = H_{Mn} \cdot \frac{H_K - H_{Mn}}{1635} \qquad \text{und} \qquad H = H_{Mn} + W$$

berechnet. H ist der wahrscheinlichste Wert der zu bestimmenden Höhe.

Für die Basisstation Tabora, die bei einigen Höhenbestimmungen benutzt worden ist, hat man entsprechend zu bilden

$$\theta_{Tab} = t^{St}_{Tab} + (\theta - t)^{d} + (\theta - t)^{j},$$

wobei ich für $(\theta - t)^{j}$ das Mittel aus dem für Tabora und die betreffende Station geltenden Werte genommen habe.

Der tägliche Luftdruck-Gradient findet hier jedoch keine Anwendung, da Tabora ebenfalls Innenstation ist. Wird der aus Figur 26 zu entnehmende jährliche Gradient für Tabora mit $(\beta - b)^{j}_{Mn}$ f. Tab. bezeichnet, so ist zu berechnen

$$\beta_{Tab} = b_{Tab} + 0.87 \cdot [(\beta - b)^{j}_{Mn} - (\beta - b)^{j}_{Mn} \text{ f. Tab.}].$$

Mit diesen Werten ist der Höhenunterschied $\mathfrak{H}^{St}_{Tab}$ zu berechnen. Der Wert von Q^{St}_{Tab} ist gleich der Differenz des Q^{St}_{Mn} für die Temperaturdifferenz $(t_{St} - t_{Mn})^{m}$ minus dem Q^{Tab}_{Mn} für diejenige Temperaturdifferenz $(t_{Tab} - t_{Mn})^{m}$, die demselben Werte von u (S. 109) entspricht.

Tabelle 46. Verbesserungen V_b, die an die in Daressalam beobachteten Luftdrucke anzubringen sind, um sie auf die Breite des Ortes, dessen Höhe bestimmt werden soll, zu reduzieren (in mm).

(S. S. 140)

Südl. Breite	0°	1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°	10°	11°
Januar	+0.6	+0.5	+0.4	+0.4	+0.3	+0.2	+0.1	−0.1	−0.1	−0.1	−0.2	−0.2
Februar	+0.5	+0.6	+0.7	+0.7	+0.6	+0.5	+0.3	+0.1	0.0	−0.1	−0.1	−0.1
März	−1.2	−1.0	−0.7	−0.5	−0.3	−0.1	0.0	+0.1	+0.1	+0.2	+0.3	+0.4
April	−0.8	−0.6	−0.5	−0.3	−0.1	+0.1	+0.1	0.0	0.0	+0.1	+0.2	+0.5
Mai	−0.5	−0.4	−0.3	−0.2	−0.1	0.0	+0.1	+0.2	+0.3	+0.4	+0.5	+0.7
Juni	−1.9	−1.6	−1.3	−1.0	−0.7	−0.5	−0.3	−0.3	−0.2	+0.1	+0.6	+1.2
Juli	−0.8	−0.7	−0.5	−0.4	−0.3	−0.1	−0.2	−0.2	−0.1	+0.3	+0.7	+1.2
August	−0.6	−0.5	−0.5	−0.4	−0.3	−0.2	−0.1	−0.1	−0.1	+0.1	+0.3	+0.6
September	−0.2	−0.2	−0.2	−0.2	−0.2	−0.2	−0.2	−0.1	0.0	+0.2	+0.5	+0.8
Oktober	−0.6	−0.6	−0.5	−0.4	−0.3	−0.2	−0.1	0.0	+0.1	+0.2	+0.3	+0.5
November	+0.4	+0.4	+0.3	+0.3	+0.2	+0.2	+0.2	+0.2	+0.3	+0.5	+0.6	+0.8
Dezember	+0.2	+0.2	+0.1	+0.1	0.0	0.0	+0.1	+0.1	+0.1	+0.1	+0.2	+0.2

Tabelle 47. Verbesserungen V_t, die an die in Daressalam beobachteten Temperaturen anzubringen sind, um sie auf die Breite des Ortes, dessen Höhe bestimmt werden soll, zu reduzieren.

(S. S. 140)

Südl. Breite	0°	1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°	10°	11°
Januar	−1.3°	−1.2°	−1.0°	−0.9°	−0.7°	−0.5°	−0.4°	−0.5°	−0.6°	−0.7°	−0.8°	−1.0°
Februar	−1.2	−1.1	−1.0	−0.9	−0.6	−0.2	+0.2	+0.1	−0.3	−0.8	−1.1	−1.3
März	+0.5	+0.6	+0.8	+0.9	+1.0	+0.7	+0.2	−0.1	−0.3	−0.4	−0.5	−0.5
April	+2.3	+2.2	+2.1	+1.9	+1.6	+1.1	+0.4	−0.1	0.0	+0.3	+0.3	+0.4
Mai	+2.0	+1.9	+1.8	+1.5	+1.1	+0.5	+0.1	0.0	+0.2	+0.5	+0.5	+0.4
Juni	+1.7	+1.7	+1.6	+1.5	+1.4	+1.0	+0.2	0.0	+0.7	+1.2	+0.9	+0.6
Juli	+1.5	+1.4	+1.3	+1.1	+0.8	+0.4	−0.1	−0.2	+0.3	+0.8	+0.7	+0.5
August	+1.5	+1.6	+1.5	+1.4	+1.1	+0.3	−0.1	−0.1	+0.4	+0.7	+0.6	+0.4
September	+1.2	+1.4	+1.6	+1.7	+1.4	+0.6	+0.1	+0.2	+0.4	+1.0	+0.7	+0.2
Oktober	+1.2	+1.2	+1.1	+1.0	+1.0	+0.5	+0.2	+0.1	+0.4	+0.8	+0.6	+0.1
November	+0.9	+0.9	+0.8	+0.7	+0.5	+0.4	+0.3	+0.3	+0.5	+0.7	+0.8	+0.8
Dezember	−0.6	−0.6	−0.5	−0.5	−0.4	−0.3	−0.1	−0.1	−0.1	−0.2	−0.2	−0.3

Tabelle 48. Mittlere Reduktionen der beobachteten Temperaturen auf barometrische Temperaturen wegen täglicher Periode $(\theta - t)^d$.

(S. S. 131 u. 132)

Stunde	$(\theta - t)^d$	Stunde	$(\theta - t)^d$	Stunde	$(\theta - t)^d$	Stunde	$(\theta - t)^d$
1 *a*	+ 2.9°	7 *a*	+ 1.8°	1 *p*	— 3.6°	7 *p*	0.0°
2	+ 3.0	8	0.0	2	— 3.4	8	+ 0.8
3	+ 3.0	9	— 1.5	3	— 3.1	9	+ 1.4
4	+ 3.1	10	— 2.7	4	— 2.6	10	+ 1.8
5	+ 3.0	11	— 3.3	5	— 2.0	11	+ 2.3
6	+ 2.9	Mtg	— 3.6	6	— 1.0	Mnt	+ 2.7

Tabelle 49. Mittlere Unterschiede des Luftdrucks im Meeresniveau $(\beta - b)^d_{Mn}$ und im Niveau von Kwei $(\beta - b)^d_K$ zwischen dem Inneren von Ostafrika und der Küste infolge der täglichen Periode, nördlich und südlich des Breitenparallels von 7° S.

(S. S. 133 u. 134)

Stunde	$(\beta - b)^d_{Mn}$ nördlicher Teil	$(\beta - b)^d_{Mn}$ südlicher Teil	$(\beta - b)^d_K$ nördlicher Teil	$(\beta - b)^d_K$ südlicher Teil	Stunde	$(\beta - b)^d_{Mn}$ nördlicher Teil	$(\beta - b)^d_{Mn}$ südlicher Teil	$(\beta - b)^d_K$ nördlicher Teil	$(\beta - b)^d_K$ südlicher Teil
1 *a*	+0.1 mm	+0.2 mm	0.0 mm	+0.2 mm	1 *p*	−0.1 mm	−0.3 mm	−0.1 mm	−0.3 mm
2	+0.1	+0.2	+0.1	+0.2	2	−0.4	−0.5	−0.4	−0.4
3	+0.1	+0.3	+0.1	+0.2	3	−0.7	−0.6	−0.6	−0.5
4	+0.2	+0.3	+0.2	+0.2	4	−0.8	−0.7	−0.7	−0.6
5	+0.3	+0.3	+0.3	+0.3	5	−0.8	−0.6	−0.7	−0.5
6	+0.5	+0.4	+0.4	+0.3	6	−0.7	−0.5	−0.6	−0.5
7	+0.6	+0.4	+0.5	+0.4	7	−0.5	−0.4	−0.5	−0.3
8	+0.7	+0.5	+0.6	+0.4	8	−0.4	−0.2	−0.3	−0.2
9	+0.7	+0.4	+0.6	+0.3	9	−0.2	0.0	−0.2	0.0
10	+0.6	+0.3	+0.5	+0.2	10	0.0	+0.1	0.0	+0.1
11	+0.4	+0.1	+0.4	+0.1	11	0.0	+0.2	0.0	+0.2
Mtg	+0.2	−0.1	+0.1	−0.1	Mcht	0.0	+0.2	0.0	+0.2

Tabelle 50. Werte von $0.84 \cdot [(\beta - b)^j_{Mn} - (\beta - b)^j_{Mn}$ f. K.] in mm.

(S. S. 137)

$(\beta - b)^j_{Mn}$	Januar	Febr.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Septbr.	Oktbr.	Novbr.	Dezbr.
+ 1.0 mm	+1.0	+1.0	+1.0	+0.6	+0.6	+0.6	+0.6	+1.0	+1.1	+1.1	+1.0	+1.0
0.0	+0.2	+0.2	+0.2	−0.2	−0.2	−0.2	−0.3	+0.2	+0.3	+0.3	+0.2	+0.2
− 1.0	−0.6	−0.6	−0.6	−1.0	−1.0	−1.0	−1.1	−0.7	−0.6	−0.6	−0.6	−0.6
− 2.0	−1.5	−1.5	−1.5	−1.9	−1.9	−1.9	−1.9	−1.5	−1.4	−1.4	−1.5	−1.5
− 3.0	−2.3	−2.3	−2.3	−2.7	−2.7	−2.7	−2.8	−2.4	−2.3	−2.3	−2.3	−2.3
− 4.0	−3.2	−3.2	−3.2	−3.6	−3.6	−3.6	−3.6	−3.2	−3.1	−3.1	−3.2	−3.2

Tabelle 51. Werte der Verbesserung der Jordanschen Höhentafel für Ostafrika $V_{Jord} = 8 \cdot \frac{\mathfrak{H}}{1000}$ (V_{Jord} hat dasselbe Vorzeichen wie $\mathfrak{H}$) in m.

(S.S. 129 u. 130)

$\mathfrak{H}$	V_{Jord}	$\mathfrak{H}$	V_{Jord}	$\mathfrak{H}$	V_{Jord}
0 m	0.0 m	900 m	7.2 m	1800 m	14.4 m
100	0.8	1000	8.0	1900	15.2
200	1.6	1100	8.8	2000	16.0
300	2.4	1200	9.6	2100	16.8
400	3.2	1300	10.4	2200	17.6
500	4.0	1400	11.2	2300	18.4
600	4.8	1500	12 0	2400	19.2
700	5.6	1600	12.8	2500	20.0
800	6.4	1700	13.6	2600	20.8

Da

$$u_{St} = t_{St} - t_{Mn} + 0.5^{0} \cdot \frac{\mathfrak{H}_{Mn}^{St}}{100}$$

und

$$u_{Tab} = t_{Tab} - t_{Mn} + 0.5^{0} \cdot \frac{1242}{100}$$

ist, und $u_{Tab} = u_{St}$ sein soll, so folgt

$$t_{Tab} - t_{Mn} = t_{St} - t_{Mn} + 0.5^{0} \cdot \left(\frac{\mathfrak{H}_{Mn}^{St}}{100} - 12.42 \right).$$

Mit diesem Werte als Horizontalargument ist Q_{Mn}^{Tab} aus Tabelle 52 (S. 145) zu entnehmen und zu bilden:

$$H_{Tab} = 1214 + (\mathfrak{H}_{Tab}^{St} + V_{Jord} + Q_{Mn}^{St} - Q_{Mn}^{Tab}).$$

34. Beispiele für die Höhenberechnung (Kiwu- und Viktoria-See).

Als Beispiel für die Anwendung der im vorigen Kapitel gegebenen Formeln und Rechenvorschriften sollen die Höhen des Kiwu-Sees und des Viktoria-Njansas aus einigen Reihen von Luftdruckmessungen ermittelt werden.

In Tabelle 54 (S. 147) sind die Beobachtungen mit den zugehörigen Luftdruck- und Temperaturwerten der Basisstationen zusammengestellt. In den Spalten 13—18 findet man die Höhen, die bei der gewöhnlichen Rechenweise ohne Anwendung der von uns abgeleiteten Korrektionen gefunden werden, nebst ihren Mittelwerten, den Abweichungen davon und den mittleren Fehlern.

Die Höhen der Stationen über dem Kiwu-See sind nur genähert bekannt, sie betragen im Mittel etwa 5 m. Muansa liegt nahe an 10 m, Kaponko etwa 20 m und Njawihui ungefähr 40 m über dem Njansa.

Tabelle 52. Werte der Verbesserung Q^t_{Sn} wegen des Fehlers des Jahresmittels der Temperaturen in m.
(S.S. 138 u. 139)

$(t_{St}-t_{Mn})^m$	−18°	−16°	−14°	−12°	−10°	−8°	−6°	−4°	−2°	0°	+2°	+4°	+6°	+8°
$\mathfrak{H}^{St}_{Mn}$ = 0 m							0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
100							0.0	− 0.4	− 0.8	− 1.3	− 1.7	− 2.1	− 2.5	− 2.9
200						+ 0.5	− 0.3	− 1.1	− 1.9	− 2.7	− 3.5	− 4.4	− 5.2	− 9.1
300						+ 0.5	− 0.7	− 1.9	− 3.2	− 4 4	− 5.6	− 6.9	− 8.1	− 9.4
400						+ 0.3	− 1.3	− 3.0	− 4 6	− 6.2	− 7.9	− 9.6	−11.2	−13.0
500						− 0.2	− 2.2	− 4.2	− 6.2	− 8.4	−10.4	−12.5	−14.6	−16.8
600					+ 1.6	− 0.8	− 3.2	− 5.7	− 8.1	−10.6	−13.1	−15.6	−18.1	−20.7
700					+ 1.1	− 1.7	− 4.5	− 7.4	−10.2	−13.1	−16.0	−19.0	−21.9	−24.8
800					+ 0.5	− 2.7	− 5.9	− 9.2	−12.5	−15.8	−19.2	−22.5	−25.8	−29.3
900					− 0.4	− 4 0	− 7.6	−11.2	−15.0	− 18.7	−22.5	− 26.2	−30.1	−33.8
1000				+ 2.6	− 1.4	− 5.4	− 9.5	−13.5	−17.7	−21.8	−26.0	−30.1	−34.4	−38.7
1100				+ 1.8	− 2.6	− 7.0	−11.6	−16.1	−20.5	− 25.1	−29.9	−34.4	−38.9	−43.7
1200				+ 0.7	− 4.1	− 8.9	−13.8	−18.7	− 23.6	− 28.6	−33.7	−38.6	−43.8	−49.0
1300				− 0.5	− 5.7	−11.1	−16.2	−21.6	−26.9	−32.4	−37.9	−43.3	−48.8	−54.3
1400			+ 3.6	− 2.0	− 7.6	−13.3	−18.9	−24.6	−30.4	−36.2	−42.2	−48.0	−53.9	−59.9
1500			+ 2.4	− 3.6	− 9.7	−15.8	−21.9	−28.0	− 34.2	−40.5	−46.8	−52.9	−59.5	−65.9
1600			+ 1.0	− 5.4	−12.0	−18.6	−25.0	−31.5	−38.1	−44.9	−51.7	−58.1	− 65.0	
1700			− 0 8	− 7.5	−14.5	−21.2	−28.2	−35.2	− 42.3	− 49.3	−56.6	−63.6	− 70.9	
1800		+ 4.2	− 2.6	− 9.8	−17.2	− 24.3	− 31.7	−39.0	− 46.6	−54.1	− 61.8	−69.1		
1900		+ 2.8	− 4.8	−12.4	−20.0	−27.7	−35.5	− 43.1	− 51.1	− 59.1	−67.1	− 75.0		
2000		+ 1.0	− 7.0	−15.0	− 23.0	−31.2	−39.4	− 47.4	− 55.8	− 64.2	− 72.6	−81.0		
2100		− 1.0	− 9.5	− 17.9	−26.2	−34.9	−43.5	− 52.1	− 60.7	− 69.6	−78.4			
2200	+5.5	− 3.3	−12.1	−20.9	−29.6	−38.8	− 47.7	− 56.7	− 65.8	− 75.1	−84.3			
2300	+3.5	− 5.8	−15.0	− 24.1	−33.4	−42.9	−52.2	− 61.8	− 71.3	−81.0	− 90.3			
2400	+1.2	− 8.4	−18.0	−27.6	−37.2	−47.0	−56.9	− 66.8	− 76 8	−86.8				
2500	−1.2	−11.2	−21.3	−31.2	−41.5	−51.9	− 62.0	− 72.2	− 82 6	−93.0				
2600	−3.9	−14.3	−24.7	−35.1	−45.8	−56.5	−67.1	− 77.7	− 88.4	− 99.2				

Die Beobachtungen der Herren Hauptleute Herrmann und Schlobach sind mir gütigst handschriftlich zur Verfügung gestellt worden. Die ersteren sind teils mit den 2 Siedethermometern des Herrn Dr. Kandt, teils mit den 4 Thermometern der Kiwu-Grenz-Regulierungs-Kommission gemacht, wobei wenigstens immer 2 Thermometer abgelesen wurden. Herr Hauptmann Schlobach verfügte zwar nur über 1 Thermometer, er ist aber als sehr gewissenhafter Beobachter bekannt. Die Beobachtung von Graf v. Götzen ist aus dem von Herrn v. Danckelman verfaßten Anhang zu: „Durch Afrika von Ost nach West“ 2te Aufl. Berlin 1899 S. 381 entnommen. Die meteorologischen Elemente der Basisstationen stammen aus D. ü. m. B. X, XI und XIII; die eingeklammerten sind nicht gleichzeitig beobachtet, sondern mehrjährige Mittelwerte.

Tabelle 53. Werte der Verbesserung Q^K_{St} wegen des Fehlers des Jahresmittels der Temperaturen in m.

(S.S. 138 u. 139)

$(t_{St}-t_{Mn})^m$ / $(t_{St}-t_K)^m$	−18° (−8.7°)	−16° (−6.7°)	−14° (−4.7°)	−12° (−2.7°)	−10° (−0.7°)	−8° (+1.3°)	−6° (+3.3°)	−4° (+5.3°)	−2° (+7.3°)	0° (+9.3°)	+2° (+11.3°)	+4° (+13.3°)	+6° (+15.3°)	+8° (+17.3°)
$\mathfrak{H}^K_{St}$ = 1700 m							+ 6.5	− 0.7	− 7.6	−14.8	−22.0	−29 0	−36.4	−43.5
1600							+ 4.3	− 2.2	− 9.0	−15.5	−22.3	−29.1	−35.8	−42.7
1500						+ 8.7	+ 2.6	− 3.6	− 9.9	−16.2	−22 5	−28.8	−35.3	−41.7
1400						+ 6.7	+ 0.8	− 4.9	−10.7	−16.7	−22.4	−28.4	−34.4	−40.3
1300						+ 4.8	− 0.5	− 5.8	− 11.3	−16.8	−22 2	−27.6	−33.3	−38.9
1200						+ 3.2	− 1.7	− 6.7	−11.7	−16.7	−21.8	−26.8	−32.0	−37.2
1100					+ 6.3	+ 1.9	− 2.6	− 7.3	−11.9	−16.5	−21.1	−25.8	−30.5	−35.2
1000					+ 4.6	+ 0.6	− 3.5	− 7.6	−11.8	−16.0	−20.3	−24.4	−28.7	−33.1
900					+ 3.2	− 0.4	− 4.0	− 7.8	−11.5	−15.4	−19.2	−23.0	−26.8	−30.7
800					+ 2.1	− 1.1	− 4.5	− 7.8	−11.1	−14.6	−17.8	−21.2	−24.7	−28.2
700				+4.0	+ 1.1	− 1.8	− 4.6	− 7.6	− 10.5	−13.4	−16.4	−19.3	−22.4	− 25.4
600				+2.8	+ 0.4	− 2.2	− 4.6	− 7.1	− 9.6	−12.2	−14 6	−17.2	−19.8	−22.4
500				+1 8	− 0.2	− 2.3	− 4.4	− 6.4	− 8.6	−10.6	−12.8	−14.8	−17.0	−19.2
400				+1.0	− 0.6	− 2.2	− 3.9	− 5.6	− 7.2	− 8.9	−10.6	−12.3	−14.0	−15.8
300			+1.7	+0.5	− 0.8	− 2.0	− 3.2	− 4.5	− 5 8	− 7.0	− 8.3	− 9.5	−10.9	−12.2
200			+0.9	+0.1	− 0.7	− 1.5	− 2.4	− 3.2	− 4.0	− 4.9	− 5.7	− 6.5	− 7.4	− 8.3
100			+0.4	0.0	− 0.5	− 0.9	− 1.3	− 1.7	− 2.1	− 2.6	− 3.0	− 3.4	− 3.8	
0			0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	− 0.0	
−100		−0.6	−0.2	+0.2	+ 0.7	+ 1.1	+ 1.5	+ 1.9	+ 2.3	+ 2.8	+ 3.2	+ 3.6		
−200		−0.9	−0.1	+0.7	+ 1.5	+ 2.4	+ 3.2	+ 4.0	+ 4.9	+ 5.7	+ 6.6	+ 7.4		
−300		−1.1	+0.1	+1.4	+ 2.6	+ 3.8	+ 5.1	+ 6.4	+ 7.6	+ 8.9	+10.2	+11.4		
−400		−1.0	+0.6	+2.2	+ 3.9	+ 5.6	+ 7.2	+ 8.9	+10.6	+12.3	+14.0			
−500	−2.8	−0.8	+1.2	+3.4	+ 5.4	+ 7.4	+ 9.6	+11.6	+13.8	+15.9	+18.0			
−600	−2.7	−0.3	+2.2	+4.6	+ 7.1	+ 9.5	+12.1	+14.6	+17.1	+19.7	+22.2			
−700	−2.4	+0.4	+3.2	+6.1	+ 9.0	+11.9	+14.8	+17.7	+20.7	+23.7				
−800	−2.1	+1.2	+4.5	+7.8	+11.2	+14.4	+17.8	+21.1	+24.5	+27.9				
−900	−1.4	+2.2	+6.0	+9.6	+13.4	+17.2	+20.9	+24.6	+28.5	+32.4				

Der eingeklammerte horizontale Eingang $(t_{St}-t_K)^m$ ist nur dann zu benutzen, wenn eine an der Küste gelegene Basisstation nicht vorhanden ist.

Zur Entnahme von Q sind die Differenzen von t_{St} und t_{Mn} um $8a$ herum angenommen, nämlich für den Njansa $t_{St}-t_{Mn}=-4^0$ und für den Kiwu $t_{St}-t_{Mn}=-4^0$, woraus zur Entnahme von Q^{Tab}_{Mn} folgt $t_{Tab}-t_{Mn}=-3^0$. Die Rechnungsergebnisse sind in Tabelle 55 (S. 148) zusammengestellt und nach den Spalten-Überschriften verständlich.

Tabelle 54. Beobachtungen zur Bestimmung der Höhe des Kiwu- und des Viktoria-Sees und rohe Höhen.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Datum und Beobachtungszeit	Ort	Breite	Beobachter	Am See		Daressalam		Kwei		Tabora		Rohe barometrische Höhen					
												Basis	Dares.	Basis	Kwei	Basis	Tabora
				b	t	b	t	b	t	b	t	h_{Ma}	$R-B$	h_K	$R-B$	h_{Tab}	$R-B$
		°		mm	°	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m	m
Kiwu-See																	
1901 April 6 10 a	Ostufer	—2.3	Herrmann	641.2	24.5	758.5	28.3	628.9	23.0	660.7	25.8	1500	— 7	1460	+11	1473	0
1894 Juni 17 7 a	Nordende	—1.5	Graf v. Götzen	641.9	17.9	762.2[1])	22.3[1])	[630.6]	[11.9]			1500	— 7	1479	— 8		
1901 Juni 29 8 a	Ostufer	—2.3	Herrmann	642.1	17	763.6	21.4	631.3	14.2	662.5	19.0	1508	—15	1485	—14	1478	—5
„ Aug. 8 6.5a	„	„	„	642.0	15.0	761.9	16.9	629.4	10.4	661.5	16.6	1474	+19	1463	+ 8	1465	+8
„ Aug. 26 8 a	„	„	„	642.0	20.8	763.3	20.4	631.1	12.5	662.0	20.0	1513	—20	1483	—12	1475	—2
„ Oktbr. 2 6.5a	„	„	„	641.8	17.5	761.1	19.6	629.1	14.4	661.2	19.4	1481	+12	1459	+12	1466	+7
„ Oktbr.15 6 a	„	„	„	642.0	18.0	763.1	20.7	630.4	12.9	662.0	18.5	1505	—12	1475	— 4	1473	0
„ Oktbr.24 7 a	„	„	„	642.0	18.0	762.2	23.6	631.3	17.4	662.3	21.2	1502	— 9	1485	—14	1479	—6
„ Dezbr. 1 7 a	„	„	„	641.5	17.8	759.3	24.4	[628.8]	[15.1]	660.9	20.1	1477	+16	1459	+12	1467	+6
1902 Jan. 15 6 a	„	„	„	640.4	15.0	757.9	26.3	[628.1]	16.7	660.8	18.1	1473	+20	1465	+ 6	1478	—5
												Mittel und mittl. Fehler		1493	± 5	1471	± 4	1473	±2
Viktoria-See																	
1898 Mai 15 4.6p	Muansa	—2.5	Schlobach	664.8	23.0	758.8	28.6	629.9	18.0			1173	+ 8	1156	— 1		
„ Juni 9 6.3p	„	„	„	664 8	23.0	760.2	25.4	629.9	14.9			1183	— 2	1159	— 4		
„ Aug. 30 9.3a	„	„	„	667.5	23.2	763.5	26.3	631.4	17.8			1188	— 7	1142	+13		
„ Juli 9 9 p	Kaponko	—2.4	„	663.8	22.3	759.5	22.6	629.3	13.8			1171	+10	1155	0		
„ Juli 10 7.3a	„	„	„	665.2	20.6	761.0	20.4	630.3	13.7			1163	+18	1152	+ 3		
„ Juli 10 2 p	„	„	„	664.2	22.5	759.8	28.7	630.0	17.2			1182	— 1	1156	— 1		
„ Aug. 8 8.8a	Njawihui	—1.3	„	665.0	22.6	763.0	25.2	632.2	12.2			1182	— 1	1161	— 6		
„ Aug. 8 3.5p	„	„	„	661.8	26.6	760.7	27.5	630.3	15.2			1211	—30	1171	—16		
„ Aug. 8 8.8p	„	„	„	664.0	22.5	762.5	22.1	631.5	11.4			1183	— 2	1165	—10		
												Mittel und mittl. Fehler		1181	± 4	1155	± 3		

1) Gleichzeitige Beobachtung in Bagamojo. Mit Höhenunterschied und Figur 31 und 32 (Taf. XIV) auf Daressalam reduziert.

Tabelle 55. Berechnung der Höhe des Kiwu- und Viktoria-Sees.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Datum und Beobachtungszeit	V_t Tab. 47	$(\theta-t)^d$ Tab. 48	$(\theta-t)^j_{Mn}$ Taf. XI	$(\theta-t)^j_{Tab}$ Taf. XI	θ_{Mn}	θ_K	θ_{Tab}	V_b Tab. 46	$(\beta-b)^d_{Mn}$ Tab. 49	$(\beta-b)^d_K$ Tab. 49	$(\beta-b)^j_{Mn}$ Taf. XI	$0.84\cdot[(\beta-b)^j_{Mn}$ $-(\beta-b)^j_{Mn}$ f. K.] Tab. 50	$(\beta-b)^j_{Mn}$ f. Tab. Taf. XI	$0.87\cdot[(\beta-b)^j_{Mn}$ $-(\beta-b)^j_{Mn}$ f. Tab.]	β_{Mn}	β_K	β_{Tab}
	°	°	°	°	°	°	°	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
Kiwu-See																	
April 6 10 a	+1.9	−2.7	−0.4	+0.3	24.3	20.7	22.8	−0.5	+0.6	+0.5	−0.7	−0.8	−0.7	0.0	757.9	628.6	660.7
Juni 17 7 a	+1.6	+1.8	0.0		22.7	16.7		−1.5	+0.6	+0.5	−2.5	−2.3			758.8	628.8	
Juni 29 8 a	+1.4	0.0	+0.2	+0.5	20.1	15.8	18.5	−0.9	+0.7	+0.6	−2.7	−2.5	−1.2	−1.3	760.7	629.4	661.2
August 8 6.5a	+1.5	+2.3	+0.6	+0.1	19.6	15.6	18.2	−0.5	+0.5	+0.4	−3.0	−2.4	−2.2	−0.7	758.9	627.4	660.8
August 26 8 a	+1.5	0.0	+0.6	+0.1	22.0	17.2	20.5	−0.4	+0.7	+0.6	−3.3	−2.6	−2.3	−0.9	760.3	629.1	661.1
Oktober 2 6.5a	+1.3	+2.3	+0.4	−0,6	21.9	18.7	20.1	−0.4	+0.5	+0.4	−2.2	−1.6	−2.5	+0.3	759.0	627.9	661.5
Oktober 15 6 a	+1.1	+2.9	+0.3	−0.8	23.1	18.6	20.3	−0.5	+0.5	+0.4	−2.0	−1.4	−2.0	0.0	761.1	629.4	662.0
Oktober 24 7 a	+1.1	+1.8	+0.3	−0.8	23.5	19.8	20.6	−0.5	+0.6	+0.5	−2.0	−1.4	−2.0	0.0	760.3	630.4	662.3
Dezember 1 7 a	+0.1	+1.8	−0.2	−0.5	22.8	18.0	20.3	+0.2	+0.6	+0.5	−0.5	−0.2	−1.0	+0.4	759.6	629.1	661.3
Januar 15 6 a	−1.0	+2.9	0.0	+0.3	23.1	18.7	19.8	+0.4	+0.5	+0.4	−0.5	−0.2	−0.5	0.0	758.3	628.3	660.8
Viktoria-See																	
Mai 15 4.6p	+1.6	−2.2	+0.8		25.2	19.1		−0.3	−0.8	−0.7	−1.1	−1.1			756.6	628.1	
Juni 9 6.3p	+1.6	−0.7	+1.0		25.3	19.3		−1.0	−0.6	−0.6	−1.6	−1.5			757.0	627.8	
August 30 9.3a	+1.5	−1.9	−0.5		23.1	18.1		−0.3	+0.7	+0.6	−2.5	−1.9			761.4	630.1	
Juli 9 9 p	+1.3	+1.4	+0.6		21.1	20.0		−0.7	−0.2	−0.2	−1.8	−1.7			756.8	627.4	
Juli 10 7.3a	+1.3	+1.3	+0.6		23.1	19.1		−0.6	+0.6	+0.5	−1.8	−1.7			759.2	629.1	
Juli 10 2 p	+1.3	−3.4	+0.6		23.4	17.0		−0.6	−0.4	−0.4	−1.8	−1.7			757.0	627.9	
August 8 8.8a	+1.4	−1.2	0.0		23.4	16.2		−0.5	+0.7	+0.6	−2.5	−2.0			760.7	630.8	
August 8 3.5a	+1.4	−2.9	0.0		24.9	18.0		−0.5	−0.8	−0.7	−2.5	−2.0			756.9	627.6	
August 8 8.8p	+1.4	+1.3	0.0		24.3	18.3		−0.5	−0.3	−0.2	−2.5	−2.0			759.2	629.3	

19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
Datum	nach Jordan	Tab. 51	Tab. 52	nach Jordan	Tab. 51	Tab. 53	nach Jordan	Tab. 51	Tab. 52	Höhe des Seespiegels und Fehler ($R-B$				Gleich. N				
	H^{St}_{Mn}	V_{Jord}	Q^{St}_{Mn}	H^{K}_{St}	V_{Jord}	Q^{K}_{St}	H^{St}_{Tab}	V_{Jord}	Q^{Tab}_{Mn}	H_{Mn}	v	H_K	v	W	H	v	H_{Tab}	v
	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m
Kiwu-See																		
April 6	1460			171			260			1453	+ 2	1460	− 2	+ 7	1460	− 2	1464	−
Juni 17	54			75						47	+ 8	56	+ 2	+ 8	55	+ 3		
Juni 29	60			70			51			53	+ 2	61	− 3	+ 7	60	− 2	55	+
August 8	38			95			47			31	+24	36	+22	+ 5	36	+22	51	+
August 26	65	+11.7	−27.1	74	+1.4	−2.8	53	+2.1	−20.3	58	− 3	57	+ 1	− 1	57	+ 1	57	+
Oktober 2	54			88			60			47	+ 8	43	+15	− 4	43	+15	64	−
Oktober 15	80			70			64			73	−18	61	− 3	−11	62	− 4	68	−
Oktober 24	73			57			68			66	−11	74	−16	+ 7	73	−15	72	−
Dezember 1	68			67			62			61	− 6	64	− 6	+ 3	64	− 6	66	−
Januar 15	69			64			70			62	− 7	67	− 9	+ 5	67	− 9	74	−
Viktoria-See																		
Mai 15	1135			488						1130	+ 3	1139	− 1	+ 6	1136	0		
Juni 9	1138	+9.1	−17.4	492	+3.9	−6.4				33	0	35	+ 3	+ 1	34	+ 2		
August 30	1145			493						40	− 7	34	+ 4	− 4	36	0		
Juli 9	1133			485						18	+15	32	+ 6	+ 9	27	+ 9		
Juli 10	1150	+9.1	−17.4	479	+3.8	−6.3				35	− 2	39	− 1	+ 3	38	− 2		
Juli 10	1138			478						24	+ 9	39	− 1	+10	34	+ 2		
August 8	1171			448						36	− 3	49	−11	+10	46	−10		
August 8	1174	+9.4	−18.2	454	+3.6	−6.1				39	− 6	44	− 6	+ 4	43	− 7		
August 8	1170			459						34	− 1	38	0	+ 3	37	− 1		

Die gefundenen Mittelwerte sind

bei gewöhnlicher Berechnungsweise:

	Kiwu-See	Viktoria-See
h_{Mn}	1493 ± 5 m	1181 ± 4 m
h_K	1471 ± 4	1155 ± 3
h_{Tab}	1473 ± 2	

bei Berücksichtigung der Korrektionen:

	Kiwu-See	Viktoria-See
H_{Mn}	1455 ± 4m	1133 ± 2m
H_K	1458 ± 4	1138 ± 2
H	1458 ± 3	1136 ± 2
H_{Tab}	1463 ± 2	

Die Beobachtungen aus Kaponko und Njawihui haben dabei das Gewicht $^1/_3$ erhalten, weil sie innerhalb weniger Stunden angestellt sind, und die Höhe der Stationen über dem See nur angenähert bekannt ist. Die Fehlerquadrat-Summen, mit Ausnahme der Fehler von H und ohne Berücksichtigung der Unterschiede der auf verschiedenen Basisstationen beruhenden Höhenwerte betragen

für den	Kiwu-See	Viktoria-See
bei gewöhnlicher Berechnungsweise	3473	838
bei Berücksichtigung der Korrektionen	2842	265

Die Verbesserung durch die Korrektionen ist im Falle des Kiwu-Sees nur gering und zeigt sich im wesentlichen nur in der besseren Übereinstimmung zwischen den auf den beiden küstennahen Basisstationen beruhenden Höhenwerten. Für den Njansa dagegen hat die Einführung der Korrektionen eine sehr erhebliche Verbesserung gebracht.

Als definitive Werte nehme ich an

Kiwu-See 1460m und Viktoria-See 1136 m.

Der Umstand, daß die Verbesserung in der Fehlerquadrat-Summe beim Kiwu-See nur gering ist, sowie der in den übrigbleibenden Fehlern v auftretende Gang beweist, daß die Isobaren-Kärtchen der Figuren 26 (Taf. XI) für die Nordwestecke der Kolonie noch recht fehlerhaft sind. Dies ist nicht verwunderlich, da sie aus Mangel an Stationen in diesem Gebiet extrapoliert werden mußten.

35. Widerspruch des angewendeten Verfahrens mit dem gewöhnlich benutzten und Zusammenstellung der Resultate.

Es wäre vielleicht richtiger gewesen, als Temperatur der Basisstationen nicht die daselbst wirklich beobachteten Temperaturen, sondern diejenigen Werte einzusetzen, die man erhalten würde, wenn man die Temperatur an der zu bestimmenden Station mit dem Stufenwert 0,5° auf 100 m auf das Niveau der Basisstation reduzierte. Dieses Verfahren wird bei der Reduktion der Barometerstände auf das Meeresniveau allgemein angewandt und ist von Angot [1]) auch zur barometrischen Höhenmessung empfohlen worden.

1) A. Angot, Tables pour calculer les Hauteurs au moyen des observations barométriques. Annales du Bureau Central Météorologique de France. Météorologie générale. Année 1878. Paris 1879 und Année 1879. Paris 1880.

Tabelle 56. Endgültige Höhen über dem Meere.

Kibwezi, Barometer	907 m
*) Marangu, Barometer der ehemaligen wissenschaftlichen Station	1555
*) Gipfel des Donjo Engei (genäherte Höhe)	2874
Viktoria-See-Spiegel	1136
Kiwu-See-Spiegel	1460
Ssangerawe, Hauptlager	1134
*) Wilhelmstal, Bezirksamts-Gebäude	1399
Kwei, Barometer im Erdgeschoß des Wohnhauses	1635
Kilossa, Barometer in der Station	502
*) Manjara-See-Spiegel	965
*) Niarasa-Steppe (Ejassi-See-Boden)	1022
*) Wembäre-Steppe	1062
*) Gipfel des Donjo Ndorobbo (genäherte Höhe)	3174
Tabora, Barometer in der alten Station	1214
„ Barometer im Erdgeschoß der neuen Station	1255
Udjidji, Barometer im oberen Stockwerk der Stationsgebäude	844
Tanganjika-See-Spiegel	782
Alt-Langenburg, Barometer im Magazin der Boma	481
Fort-Johnston, Barometer in der neuen Station	481
Njassa-See-Spiegel	477[1])
*) Gipfel des Jantowe (höchster Punkt des Livingstone-Gebirges)	2933
*) Gipfel des Mbogo (höchster Punkt von Malila, Undali u. Unjika)	2394
*) Gipfel des Rungwe	2977
*) Igale-Paß	1934
*) Gipfel des Beja	2832
*) Isumbi (Wentzel-Heckmann)-See-Spiegel im Krater des Ngosi	2063
*) Rukwa-See-Spiegel (hoher Wasserstand)	820
*) Gipfel des Mämia (höchster Punkt des Tschingambo-Bruchrandes)	2250
*) Gipfel des Mbaa (höchster Punkt von Urungu)	2232
Mpwéto, Barometer in der Station	944
Moëro-See-Spiegel	918
Lofoi, Barometer in der Station	881

Eine Kombination beider Berechnungsarten würde man dadurch erhalten, daß man die an den Basisstationen beobachteten Temperaturen verbessert um die Temperatur-Anomalien aus Fig. 23 (Taf. IX) verwendete. Es würde zu weit

1) Aus der Höhe von Fort Johnston würde 474m folgen; indessen ist diese Zahl unsicher, da die Höhe des Barometers von Fort Johnston über dem Seespiegel nur aus einer Abschätzung nach der Erinnerung bekannt ist, die leicht um 3 m fehlerhaft sein kann.

führen, hier eine Untersuchung darüber anzustellen, welche der drei Annahmen die günstigsten Resultate liefert.

Nachdem die endgültigen Höhen einer Reihe von Stationen gefunden sind, könnte man sie benutzen, um die beobachteten Luftdrucke in der üblichen Weise auf das Meeresniveau zu reduzieren und danach eine Isobaren-Karte zu konstruieren. Dadurch würde aber auch die Korrektion des Jahresmittels der Temperatur Q (Gleichung K S. 112) mit in die Isobaren-Korrektionen übergehen. Diese Korrektion, deren Hauptglied nach Gleichung J (S. 110) $\mathfrak{H} \cdot q_0$ lautet, also dem Höhenunterschiede proportional ist, würde daher in die Form $B \cdot (\beta - b)$ gebracht werden, die von der Höhe nahezu unabhängig ist. Die gefundenen Isobaren-Korrektionen würden daher nur für das Niveau der Stationen gelten, aus deren Beobachtungen sie abgeleitet sind. Zur Höhenbestimmung von höher oder tiefer gelegenen Orten würden sie daher nicht zu gebrauchen sein, d. h. sie würden überhaupt keinen Zweck haben.

Aus diesem Widerspruch unserer Höhenberechnung mit der gebräuchlichen Reduktion auf den Meereshorizont folgt, entweder daß die letztere in Ostafrika nicht anwendbar ist, oder daß eine Korrektion des Jahresmittels der Temperatur nicht zulässig ist. Im zweiten Fall muß für den kleineren Wert der trigonometrischen Höhenbestimmung durch Böhler (S. 69) eine andere Erklärung gesucht werden oder diese Höhenbestimmung muß als fehlerhaft angesehen werden. Andrerseits ist die Nichtanwendbarkeit der gebräuchlichen Reduktion auf den Meereshorizont bei ausgedehnten Hochebenen in den Tropen nicht ohne weiteres als unmöglich zu betrachten.

Zur Entscheidung auch dieser Frage wäre es sehr wünschenswert, daß eine einwandfreie Bestimmung der Höhe von Kwei durch geometrisches oder auch trigonometrisches Nivellement vorgenommen würde (S. 114).

In Tabelle 56 findet man eine Zusammenstellung der endgültigen in dieser Arbeit ermittelten Werte der wichtigsten Höhenstationen. Es sind darunter einige, deren Berechnung erst in den folgenden Kapiteln zu finden ist. Sie sind durch *) kenntlich gemacht.

36. Kontrolle einiger barometrischer Höhenunterschiede durch geometrisches oder trigonometrisches Nivellement.

Eine Kontrolle einiger der bisher abgeleiteten Höhenwerte bieten die Höhenbestimmungen durch trigonometrisches oder geometrisches Nivellement, die aus Ost-Afrika bisher bekannt geworden sind. Dazu gehört erstens das geometrische Nivellement längs der englischen Uganda-Bahn[1]), durch das die

1) Nach einer Angabe des Ugandabahn-Amts, die Herr Captain T. T. Behrens (Royal Engineer) die Güte hatte mir brieflich mitzuteilen. Über die Genauigkeit dieses Nivellements schreibt Herr

Meereshöhe des Viktoria-Njansa zu 1134 ± 1 m bestimmt worden ist. Eine Bestätigung dieser Zahl gibt das trigonometrische Nivellement der englischen Kommission zur Regulierung der deutsch-englischen Grenze zwischen Viktoria-See und Kilimandscharo, das für die Seehöhe des Njansa 1136 ± 6 m ergeben hat [1]). Eine zweite Kontrolle liefert die trigonometrische Bestimmung des Höhenunterschiedes zwischen Kiwu- und Tanganjika-See, die von der Kiwu-Grenzregulierungs-Expedition durch Herrn Hauptmann Herrmann ausgeführt worden ist und für diesen Unterschied 672 m [2]) ergeben hat. Drittens kommt noch in Betracht die trigonometrische Bestimmung des Höhenunterschiedes zwischen Njassa- und Tanganjika-See, die ich selbst gelegentlich der Grenzregulierungs-Expedition zwischen Deutsch-Ostafrika und Britisch-Zentralafrika ausgeführt habe [3]).

Über die Resultate dieser letzteren Höhenmessungen ist bisher noch nichts veröffentlicht worden, und ich will daher im folgenden kurz darüber berichten.

Nahezu bei einer jeden der Sichten [4]), die zu dem Aufbau des Dreiecks-Netzes der Grenztriangulation gedient haben, ist auch die Zenitdistanz des angezielten Punktes bestimmt worden. Von den beiden der dabei beteiligten Beobachtern hatte Glauning einen Theodoliten mit Höhenkreis, der Ablesungen bis auf eine Minute gestattete. Er lieferte jedoch nur wenig genaue Resultate, weil ein Höhenniveau fehlte. Ich selbst habe ein Universalinstrument benutzt, dessen Höhenkreis mit Hilfe von Nonien Ablesungen bis auf 10″ erlaubte. Die Beobachtungen mit diesem letzteren Instrument, das auch mit einem Höhenniveau ausgerüstet war, haben ein entsprechend höheres Gewicht bekommen.

Da es mir nur auf eine beiläufige Ermittlung der Höhen ankam, wurde in jeder Fernrohrlage nur eine Einstellung und Ablesung gemacht. Hätte ich vorausgesehen, daß diese Beobachtungen zur Kontrolle der barometrischen Höhen so außerordentlich wertvoll werden würden, so hätte ich mehr Zeit und Sorgfalt darauf verwandt.

Zunächst wurde an die gemessenen Zenitdistanzen eine Höhenzentrierung x angebracht, wobei die Kippachsenhöhe des Instruments über dem Erdboden des Stationspunktes konstant gleich 1,2 m angenommen wurde. Der Ausdruck für die Zentrierungskorrektion lautete daher, wenn s die Entfernung des angezielten Punktes von der Station bezeichnet,

---

Behrens: Das Nivellement ist in $^1/_2$ mile-Strecken (805 m) ausgeführt. Jede Strecke ist zweimal nivelliert. Wenn die beiden Resultate um mehr als $^1/_4$ inch (6,5 mm) von einander abwichen, so wurde die betreffende Strecke von neuem nivelliert. Die oben angegebene Zahl bezieht sich auf das Mittelwasser des Sees in den Jahren 1899 bis 1904 und das Mittelwasser des Indischen Ozeans bei Mombasa.

1) Ebenfalls nach Mitteilungen von Captain T. T. Behrens.

2) Nach gütiger handschriftlicher Mitteilung.

3) Siehe den Bericht über die astronomischen und geodätischen Arbeiten der deutschen Grenzregulierungs-Kommission. Mitt. a. d. Deutschen Schutzgebieten Bd. XIII S. 315. 1900.

4) Siehe Mitt. a. d. Deutschen Schutzgebieten Bd. XIII S. 311 und Karte 5 Blatt III 1900.

$$x = -\frac{1.2}{s \cdot \text{arc } 1''}.$$

Eine Schwierigkeit lag darin, daß zwar gegenseitige Zenitdistanzen gemessen worden sind, aber nicht gleichzeitig. Die Elimination der Refraktionen in der üblichen Weise war daher ausgeschlossen. Bei der Gleichmäßigkeit des Tropenklimas glaube ich jedoch durch folgendes Verfahren wenigstens näherungsweise dasselbe Ziel erreicht zu haben.

Es wurde angenommen, daß die Refraktion in Ostafrika dieselben täglichen periodischen Änderungen aufweist wie in Europa, und daß sie sich von den Refraktionen in Europa nur durch einen Faktor, der während der ganzen Periode konstant bleibt, unterscheidet. Bezeichnet man mit k' die Refraktion in Europa, so habe ich die Refraktion in Ostafrika gleich

$$k = k' \cdot g$$

angenommen, wo g eine zu bestimmende Konstante ist. Für k' wurden nach Hartl[1]) folgende Werte angesetzt.

Tabelle 57. Benutzte Werte von k'.

Vormittag	k'	Nachmittag
$6^h\ 10^m$	0.19	$5^h\ 50^m$
6 30	0.18	5 30
6 55	0.17	5 5
7 25	0.16	4 35
8 0	0.15	4 0
8 35	0.14	3 25
9 10	0.13	2 50
9 55	0.12	2 5
10 50	0.11	1 10
12 0	0.10	0 0

Bezeichnet man wie Jordan die Winkel zwischen dem gekrümmten Lichtstrahl und der gradlinigen Verbindungslinie der beiden trigonometrischen Punkte mit Δ, so ist für die Beobachtung auf der 1. Station: $\Delta_1 = k_1 \cdot \frac{\gamma}{2} = g \cdot k_1' \cdot \frac{\gamma}{2}$ und für die Beobachtung auf der 2. Station: $\Delta_2 = k_2 \cdot \frac{\gamma}{2} = g \cdot k_2' \cdot \frac{\gamma}{2}$, wenn $\gamma = \frac{s}{r \cdot \text{arc } 1''}$ den Zentriwinkel am Erdmittelpunkt bezeichnet. Da nun

$$180^0 - (z_1 + \Delta_1) + 180^0 - (z_2 + \Delta_2) + \gamma = 180^0$$

1) Entnommen aus: W. Jordan, Handbuch der Vermessungskunde Bd. II 5. Aufl. Stuttgart 1897. S. 542.

ist, so wird

$$\Delta_1 + \Delta_2 = g \cdot (k_1' + k_2') \cdot \frac{\gamma}{2} = 180^\circ + \gamma - (z_1 + z_2),$$

und schließlich

$$g = \frac{180^\circ + \gamma - (z_1 + z_2)}{(k_1' + k_2') \cdot \frac{\gamma}{2}}.$$

Nachdem g aus dieser Gleichung gefunden war, wurde Δ_1 aus $\Delta_1 = g \cdot k_1' \cdot \frac{\gamma}{2}$ berechnet und damit fand sich der Höhenunterschied zwischen dem 2. und 1. Punkt nach der bekannten Formel:

$$h = s \cdot \operatorname{ctg}\left(z_1 + \Delta_1 - \frac{\gamma}{2}\right).$$

Auf diese Weise ist die tägliche periodische Veränderung der Refraktion bei den beiderseitigen aber nicht gleichzeitigen Zenitdistanzmessungen berücksichtigt und doch der Möglichkeit eines systematischen Unterschiedes zwischen den Refraktionen in Europa und Ostafrika Rechnung getragen worden [1]).

Waren keine gegenseitigen, sondern nur einseitige Sichten vorhanden, so wurde $k = k'$ gesetzt und der Höhenunterschied nach der gewöhnlichen Formel für einseitige Zenitdistanzen berechnet.

Die gegenseitigen Zenitdistanzen haben folgende Werte für den Faktor g ergeben:

0.2	0.6	0.8	0.9	1.0	1.2	1.5	[3.1]
0.3	0.7	0.8	0.9	1.0	1.2	2.0	[3.7]
0.4	0.7	0.8	0.9	1.0	1.3	[2.3]	
0.5	0.7	0.9	1.0	1.2	1.3	[2.4]	
0.6	0.8	0.9	1.0	1.2	1.4	[2.9]	

Die Schwankungen (von 0,2 bis 3,7) sind so groß, daß daraus Schlüsse über systematische Unterschiede nicht gezogen werden können. Schließt man die offenbar durch Beobachtungsfehler stark entstellten eingeklammerten Werte aus, so ist das Mittel 1.0 und der mittlere Fehler eines g ergibt sich zu $\pm$ 0,4. Damit bekommt man den mittleren Fehler des Refraktions-Koeffizienten ($k = g \cdot k'$) zu

$$\mu_k = \pm 0{,}056.$$

Wenn man bedenkt, daß die Beobachtungsfehler der Zenitdistanzmessungen bei der Berechnung von g voll eingegangen sind, so wird man zugeben, daß die mittlere Abweichung des tatsächlich herrschenden Refraktions-Koeffizienten von

---

1) Nachträglich bin ich zu der Überzeugung gekommen, daß es den tatsächlichen Verhältnissen mehr entsprochen haben würde, wenn für Ostafrika eine andere tägliche Periode angenommen worden wäre, als für Europa.

dem mittleren aus Tabelle 57 entnommenen Wert in Afrika nicht größer als in Europa, nämlich $\mu_k = \pm 0{,}035$ angenommen zu werden braucht [1]).

Diesen Wert habe ich darum bei der Gewichtsbestimmung zu Grunde gelegt. Als mittlerer Fehler einer Zenitdistanzmessung wurde für den Beobachter Kohlschütter $\mu_z = \pm 20''$, für Glauning $\mu_z = \pm 60''$ mit Rücksicht auf die Ablesungsgenauigkeit der benutzten Instrumente angenommen, und der mittlere Fehler der Höhe daraus nach der Formel:

$$\mu_h^2 = (s \cdot \text{arc } 1'')^2 \cdot \mu_z^2 + \left(\frac{s^2}{2r}\right)^2 \cdot \mu_k^2$$

berechnet. Das Gewicht setzte ich

$$p = \frac{10}{\mu_h^2},$$

sodaß dem Gewicht 1 ein mittlerer Höhenfehler von $\pm$ 3,2 m entsprach.

Hiernach wurde für jede Zenitdistanz das Gewicht berechnet, mit Ausnahme der ganz kurzen Sichten, die nach der Formel ein sehr großes Gewicht bekommen und dadurch die Ausgleichung vollkommen beherrscht hätten. Jede Sicht unter 10 km bekam das für 10 km gültige Gewicht, nämlich 10 bei K. und 1,2 bei Gl.

Die berechneten Gewichte gelten für einseitige Messungen, die aus zweiseitigen Distanzen berechneten Höhenunterschiede bekamen doppeltes Gewicht.

Es mag hier gleich vorweggenommen werden, daß aus der Ausgleichung der Höhenunterschiede der mittlere Fehler des Gewichts 1 hervorgeht zu

$$\mu = \pm 2{,}7 \text{ m}.$$

Die Übereinstimmung mit der nach Schätzung angenommenen Zahl ist befriedigend, sodaß die Gewichte nahezu richtig festgesetzt zu sein scheinen.

Sind H_1' und H_2' angenommene Näherungswerte für die Höhen zweier trigonometrischer Punkte, x_1 und x_2 die an diese Werte anzubringenden Verbesserungen, um die wahrscheinlichsten Höhen zu erhalten, h der aus den Beobachtungen errechnete Höhenunterschied beider Punkte, so ist

$$x_2 - x_1 = h - (H_2' - H_1').$$

Jede Doppelbeobachtung gegenseitiger Zenitdistanzen oder jede einseitige Zenitdistanzmessung lieferte eine Bedingungsgleichung dieser Form. Um die Ausgleichung der vorhandenen 208 Gleichungen mit 45 Unbekannten einfacher zu gestalten, wurde sie nicht im ganzen sondern in 9 Polygonen vorgenommen, von denen je zwei aneinander anschließende 2 Punkte (einmal 3 Punkte) gemeinsam haben. Die aus den Ausgleichungen der beiden Polygone sich ergebenden wahrscheinlichsten Höhenunterschiede dieser beiden Punkte sind im all-

1) W. Jordan, Handbuch der Vermessungskunde Band II 5. Aufl. Stuttgart 1897. S. 525.

gemeinen verschieden, sodaß ein fehlerloser Anschluß des folgenden Polygons nicht möglich ist. Dieses wurde deshalb parallel zu sich selbst in Höhe so verschoben, daß der Fehler gleichmäßig auf die Anschlußpunkte verteilt wurde. Die halbe Differenz der beiden Höhenunterschiede ist dann der mittlere Anschlußfehler. Er hat nur in einem Falle einen merklichen Betrag erreicht. Diese Art der Ausgleichung dürfte daher nahe dieselben Werte, wie eine gemeinsame Ausgleichung sämmtlicher Beobachtungen ergeben haben.

Die Ausgleichungen der einzelnen Polygone wurden streng nach der M. d. kl. Qu. vorgenommen und durch die bekannten Kontrollen geprüft. Die Übereinstimmung zwischen [*vvp*] und den Schlußzahlen der Normalgleichungstreppen war stets gut, wie Tabelle 58 zeigt. Die Gesamt-Fehlerquadrat-Summe ging von 2951 vor der Ausgleichung auf 1217 nachher herunter. Die mittleren Fehler

Tabelle 58. Charakteristische Zahlen und mittlere Fehler der Ausgleichungspolygone.

1	2	3	4	5	6	7	8
Polygon	Anzahl der Gleichungen	Anzahl der Unbekannten	Schlußzahl der Ausgleichungstreppe	[*vvp*]	Mittlerer Fehler der Gewichtseinheit	Mittlerer Anschlußfehler	Mittlerer Gesamt-Fehler der Polygon-Endpunkte
1	28	9	52.6	52.3	± 1.7 m	± 0.0 m	± 1.5 m
2	13	5	19.1	19.2	± 1.5	± 0.5	± 1.8
3	23	6	234.1	234.2	± 3.7	± 0.0	± 2.1
4	28	6	90.7	90.9	± 2.0	± 1.3	± 2.2
5	13	4	74.9	74.9	± 2.9	± 0.2	± 3.0
6	24	5	112.5	112.9	± 2.4	± 0.5	± 3.3
7	42	8	434.1	434.1	± 3.6	± 0.1	± 4.0
8	10	3	48.1	47.6	± 2.6	± 0.1	± 5·2
9	35	8	150.8	150.6	± 2.4		± 5.3
Summe	216	54		1216.7	± 2.7		

für die Gewichtseinheit, die aus den einzelnen Polygonen sich ergeben, sowie die mittleren Anschlußfehler u. s. w. zeigt ebenfalls Tabelle 58.

Einen Überblick über die Genauigkeit, die mit diesem rohen flüchtigen trigonometrischen Nivellement erzielt worden ist, gibt auch Tabelle 59, die die Anzahlen der bei der Ausgleichung übrig bleibenden Fehler, nach Größenklassen geordnet, enthält. Dabei ist zu beachten, daß die Sichten durchschnittlich 20 km lang sind und eine Anzahl sehr weiter Sichten (60 bis 80 km), die natürlich mit größeren Fehlern behaftet sind, vorkommen. Trotzdem überschreitet die Hälfte der Fehler nicht den Betrag von 1 m. Das einfache Verfahren hat also sehr befriedigende Ergebnisse gezeitigt.

Aus den Polygon-Ausgleichungen ergibt sich für jeden Punkt ein mittlerer Fehler im Polygon. Für die beiden Endpunkte des 1. Polygons, die den Anschluß an das 2. Polygon vermitteln, sind diese mittleren Fehler beide gleich

Tabelle 59. Anzahlen der übrigbleibenden Fehler.

1 Zwischen den Grenzen			2 liegen Fehler	3 Zwischen den Grenzen			4 liegen Fehler
Instrument mit 10″ Ablesung				Beide Instrumente zusammen			
0.0 m	und	0.5 m	50 } 76	0.0 m	und	0.5 m	70 } 109
0.6	und	1.0	26 }	0.6	und	1.0	39 }
1.1	und	2.0	14	1.1	und	2.0	33
2.1	und	3.0	10	2.1	und	3.0	27
3.1	und	4.0	8	3.1	und	4.0	17
4.1	und	5.0	4	4.1	und	5.0	13
5.1	und	7.5	4	5.1	und	6.0	6
Instrument mit 60″ Ablesung				6.1	und	7.0	1
0.0	und	1.0	33	7.1	und	8.0	6
1.1	und	2.0	19	8.1	und	9.0	1
2.1	und	3.0	17	9.1	und	10.0	0
3.1	und	4.5	14	10.1	und	11.0	2
4.6	und	6.0	8	11.1	und	11.9	1
6.1	und	9.0	6				Summe 216
9.1	und	11.9	3				

± 1,5 m (s. Sp. 8 Tab. 58). Fügt man nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz den mittleren Anschlußfehler zwischen Polygon 1 und 2 (± 0.0 m) diesem Betrage hinzu, so bekommt man den mittleren Fehler der Anfangspunkte von Polygon 2. Fügt man diesem Fehler ferner die aus der Ausgleichung von Polygon 2 hervorgehenden mittleren Fehler der Endpunkte dieses Polygons hinzu, so bekommt man den mittleren Gesamt-Fehler der Endpunkte des Polygons 2 (± 1.8 m). Hierzu kommt dann der mittlere Anschlußfehler zwischen Polygon 2 und 3 (± 0.5 m) u.s.w. Auf diese Weise sind durch sukzessive Aneinanderreihung der für die Anschlußpunkte gefundenen mittleren Fehler im Polygon und der mittleren Anschlußfehler, die in Spalte 8 der Tabelle 58 enthaltenen mittleren Gesamtfehler der Polygon-Endpunkte erhalten worden. Die für die beiden Anschlußpunkte sich ergebenden Fehler stimmen stets so nahe überein, daß das Mittel als für beide gültig angenommen und in Tabelle 58 eingesetzt werden konnte.

Der aus der Ausgleichung hervorgehende Höhenunterschied zwischen Njassa- und Tanganjika-See beträgt 303 ± 5,3 m, während der Unterschied der barometrischen Höhen nach Tabelle 56 (S. 150) gleich 305 m ist. Die Übereinstimmung ist vorzüglich und liegt innerhalb des mittleren Fehlers der trigonometrischen Bestimmung. Der Unterschied von 2 m wurde der trigonometrischen Übertragung zur Last gelegt und proportional zum Abstand vom Njassa-See auf die einzelnen Höhenpunkte verteilt. Durch Hinzufügung der Höhe des Njassa-Sees nach Tab. 56 wurden schließlich die Meereshöhen der Punkte erhalten, die in Tabelle 60 zusammengestellt sind.

Außer den ausgeglichenen Punkten sind in dieser Tabelle noch eine Anzahl von Höhenwerten angeführt, die durch eine oder mehrere einseitige Zenitdistanzen an das Hauptnetz angeschlossen worden sind. Sie sind durch das

Fehlen der Angabe eines mittleren Fehlers gekennzeichnet[1]). Die bei den anderen Punkten stehenden mittleren Fehler sind durch die Zusammensetzung der aus den Ausgleichungen hervorgehenden mittleren Fehler im Polygon und den mittleren Fehlern der Polygon-Anfangspunkte entstanden. Dabei wurde der Spiegel des Tanganjika-Sees als zweiter Festpunkt betrachtet, dessen Höhe ebenso wie die des Njassa als durch barometrische Bestimmungen genau bestimmt angesehen wurde. Der mittlere Fehler der Höhen der Nebenpunkte beträgt in der Nähe der beiden Seeen rund ± 5 m und steigt nach der Mitte der Dreieckskette hin auf etwa ± 7 m.

Für viele der in Tab. 60 enthaltenen trigonometrischen Punkte sind bereits auf der Karte der Grenz-Regulierungs-Kommission[2]) Höhenzahlen eingetragen. Sie sind von Herrn Hauptmann Herrmann aus Luftdruck-Beobachtungen in gewöhnlicher Weise ohne Anwendung klimatischer Korrektionen berechnet worden. Deshalb sind sie fast alle viel zu groß, wie ein Vergleich mit Tabelle 60 Spalte 2 lehrt (die Korrektionen schwanken zwischen + 56 m und — 132 m), und sind deshalb durch die Zahlen dieser Tabelle zu ersetzen. Auch diejenigen Höhen der genannten Karte, die in Tabelle 60 nicht vorkommen, dürften um ähnliche Beträge zu groß ausgefallen sein. Die falschen Zahlen sind auch in die Karte von Deutsch-Ostafrika in 1 : 300000, Blätter F. 2 u. F. 3, übergegangen.

Die auf der englischen Grenz-Regulierungs-Karte[3]) angegebenen Höhen des Njassa und Tanganjika sind nach Tabelle 60 um rund 40 m zu hoch. Die Höhen der zwischenliegenden Punkte, abgesehen von einigen Nebenpunkten erfordern dagegen Korrektionen, die zwischen — 18 m und — 25 m liegen und deren Mittelwert — 22 m ist. Diese Höhen stimmen daher bis auf eine Nullpunkts-Verschiebung von 22 m sehr gut mit denen der Tabelle 60 überein. Der Unterschied der Korrektionen für die Seespiegel und die Zwischenpunkte rührt daher, daß die englischen Höhen der Seespiegel Mittelwerte aus barometrischen und trigonometrischen Bestimmungen sind, während für die Zwischenpunkte die reinen trigonometrischen Höhen beibehalten worden sind[4]).

Noch eine Kontrolle liefert die Höhe des Lagers bei der Basis Tamasenga über dem Njassa-See, die nach Tabelle 60 trigonometrisch 1101 m[5]) beträgt. Die barometrischen Höhen sind nach Basisstation Daressalam 1106 und 1103 m, nach Basisstation Kwei 1095 und 1097 m, im Mittel also 1100 m. Rechnet man ohne Korrektionen, so werden diese Zahlen nach Dar. 1154 und 1115 m, nach K. 1110 und 1098 m, im Mittel 1119 m. Die Korrektionen erzeugen also auch hier viel bessere Übereinstimmung zwischen den Einzelwerten.

1) Es sind meist solche Punkte, die im „Bericht u. s. w." Mitt. a. d. Deutschen Schutzgeb. Bd. XIII S. 265 u. fl. 1900 als Nebenpunkte (Np) bezeichnet sind.

2) Mitt. a. d. Deutschen Schutzgebieten Bd. XIII Karte 5. 1900.

3) Map of the country between Lakes Nyasa & Tanganyika surveyed by Capt. Close and Capt. Boileau, Intelligence Division, War Office Nr. 1397. 1899.

4) Nach Close und Boileau in Geographical Journal Bd. XIII S. 623 u. 594. 1899.

5) Das Lager befand sich zwischen den Basis-Knickpunkten A und B, also etwa 18 m über Basis-Nord. Siehe die Zeichnung in Mitt. a. d. Deutschen Schutzgebieten. Bd. XIII S. 301. 1900.

Tabelle 60. Trigonometrisch bestimmte Höhen (Fortsetzung siehe Tabelle 80 Kap. 41).

1 Station	2 Höhe m	3 mittlerer Fehler m	1 Station	2 Höhe m	3 mittlerer Fehler m
Njassa-See-Spiegel Nullpunkt	477	± 0.0	Kianda	1511	± 3.2
Langenburg	481	— 0.4	Wahid Alis Flagge auf der Wasserscheide zw. Kongo und Rukwa am 32° ö. Gr.	1713	
Djaülanda	1861	0.4			
Panika	1066	0.4			
Kambwe Fünfbein	489	1.2	Tschendje	1648	3.5
„ Konde-Ebene	487	1.2	Tamasenga, Basis Süd	1605	3.5
Ssongwe Signalhügel	487	0.5	„ Basis Nord	1560	3.5
Jembe	550	0.6	Makossi	1746	3.4
Mugofi	1428	1.5	Ninga	1723	
Tschiwuë	1671	1.5	Mbusi	1769	3.5
Untali (Kisumba-Berg)	1915	1.5	Suhu [4])	1778	3.2
Ssongorré	1555		Karongo	1685	4.5
Iromba	1655	1.7	Namuësi	1743	
Kingambo	1588	1.8	Karonje	1871	4.0
Cinssi	1561	2.0	Djidjalo	1919	3.5
Ilädje (Irege) Signal [1])	2060	1.8	Nssassi	2033	3.4
Nassiete	1477	2.0	Ruasu (Lwazu)	1829	1.0
Grenzpfosten am Schnittpunkt des 33° ö. Gr. mit dem Katendobach	1343		Gasurumira	2199	
			Kito	2211	1.0
			Mbaa	2232	
Gongo	1531	1.9	Zusammenfluß des Kalambo und des Ssafu	1522	1.4
Mssossi	1966				
Twanampare [2])	1470	2.0	Kisserero	1795	
Ironga	1574	2.1	Toromela	1885	1.0
Mtonta	1586	2.1	Kiungu	1458	0.7
Nakapiri	1629	2.2	Polungu	1399	0.6
Ipunga	1479	2.1	Kikuma	1281	0.6
Ngamba	1889	2.2	Kasoko	1332	1.0
Tschipande	1673	2.2	Muina	783	0.0
Namaorwa	1391	2.3	Djambanenge bei Kituta	1318	
Temania (Tumbukuru)	1763	3.1	Insel Mtonduë höchst. Gipfel	860	
Ssunsa	1617		Kapembua, Plateaurand des Westufers des Tanganjika	1726	
Djambo	1577				
Kassombo [2])	1689	3.1	Nguruë	1074	
Kassere	1651	3.0	Kilovera	913	
Engl.-Ikomba	1393		Tanganjika-See-Spiegel Nullpunkt	782	0.0
Dundundu	1622				
Malinga [3])	1797	3.2			

Eine Zusammenstellung der Vergleiche zwischen trigonometrischen und barometrischen Höhen zeigt Tabelle 61.

Die Annäherung an die richtigen Werte, die durch die Berücksichtigung der Korrektionen erzielt wird, ist recht beträchtlich, wie ein Vergleich der Spalten 5 und 6 lehrt. Nur im Falle des Unterschieds Kiwu – Tanganjika ist sie unwesentlich, was wohl darauf zurückzuführen ist, daß, wie oben (S. 149)

1) Höchster Gipfel etwa 40 m höher.
2) Höchste Kuppe etwa 7 m höher.
3) Gipfel etwa 100 m höher.
4) Gipfel etwa 10 m höher.

Tabelle 61. Vergleich der barometrischen Höhen mit den geometrisch und trigonometrisch bestimmten Höhen derselben Orte.

1	2	3	4	5	6
Höhen-Unterschied	Ohne Korrektionen in gewöhnlicher Weise berechnete barometrische Höhen	Mit den in dieser Arbeit abgeleiteten Korrektionen berechnete barometrische Höhen	Höhen nach dem trigonometrischen oder geometrischen Nivellement	Fehler der barometrischen Höhen	
				ohne Korrektionen	mit Korrektionen
Viktoria-See—Meeresniveau	1181 m	1136 m	1134 m	+ 47 m	+ 2 m
Kiwu—Tanganjika	682	678	672	+ 10	+ 6
Tanganjika—Njassa	320	305	303	+ 17	+ 2
Tamasenga—Njassa	1119	1100	1101	+ 18	— 1

bereits gesagt wurde, mangels fortlaufender Beobachtungen aus jener Gegend die Korrektionen extrapoliert werden mußten. Ferner zeigt die Größe der Fehler in Spalte 6, daß die Annäherung der barometrischen an die geometrischen und trigonometrischen Höhen so weit geht, daß die Fehler innerhalb des mittleren Fehlers der letzteren liegen.

Damit dürfte ein schlagender Beweis für die Richtigkeit der von uns in den früheren Kapiteln gefundenen Korrektionen und der Vorschriften zur Berechnung barometrischer Höhen in Ostafrika, sowie auch der ermittelten Höhen selbst geliefert sein.

37. Die Meereshöhen der Pendel-Stationen und ihre Genauigkeit.

Die auf den Pendel-Stationen zur Höhenbestimmung beobachteten meteorologischen Elemente, sowie die zu den gleichen Stunden gehörigen Beobachtungen der drei Basisstationen Daressalam, Kwei[1]) und Tabora (nach D. ü. m. B. X u. XIII) und die daraus hervorgegangenen Höhen sind in Tabelle 62 zusammengestellt. Die Bedeutung der einzelnen Spalten ergibt sich aus den Überschriften.

Außer den Siedepunktsbestimmungen, deren Genauigkeit bereits in Kap. 8 S. 40 erörtert worden ist, wurden auch Aneroidablesungen zu den Höhenbestimmungen herangezogen. Sie sind in Tabelle 62 durch *kursive* Schrift kenntlich gemacht. Ihre Genauigkeit ist geringer, als die der Siedepunktsbestimmungen,

(Fortsetzung des Textes siehe S. 173)

1) Die Werte für Kwei aus dem Januar 1900 sind aus den von Herrn Dr. Heidke gütigst handschriftlich zur Verfügung gestellten Terminbeobachtungen mit Hilfe der mittleren täglichen Gänge abgeleitet worden.

Tabelle 62. Die Beobachtungen der meteorologischen Elemente und die sich daraus ergebenden Höhen der Pendel-Stationen.

G. = Götze, Gl. = Glauning, K. = Kohlschütter, Ma. = Maurer, My. = Hans Meyer.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13	14
			Meteorologische Elemente an der									Wahrscheinliche Höhen über dem Meere, berechnet aus der					
Datum 1899	Tagesstunde	Beobachter	zu bestimmenden Station			Basisstation Daressalam		Basisstation Kwei		Basisstation Tabora		Basisstation Daressalam		Basisstation Kwei		Basisstation Tabora	
			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b_K	t_K	b_T	t_T	$H_{Ma.}$	$B-R = v_{Ma}$	H_K	$B-R = v_K$	H_T	$B-R = v_T$
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m	m
Kitogo (Beim Dorfe Likerukiro)																	
April 20	8.2a	Gl.	582.8	12.5	10.8	759.0	24.7	628.9	18.6			2268	— 5	2278	+ 7		
„ 16	8.9a	K.	583.2	14.4		758.4	27.7	628.7	18.3			2269	— 4	2268	— 3		
„ 17	10.8a	Gl.	582.5	19.3	10.4	758.1	29.2	628.7	21.1			2284	+11	2282	+11		
„ 17	4.7p	Gl.	581.1	15.6	10.7	756.0	27.2	626.2	18.4			2258	—15	2254	—17		
„ 16	6.3p	Gl.	580.2	13.2	10.1	756.7	26.0	626.6	17.5			2287	+14	2274	+ 3		
												Mittel 2273	± 5	2271	± 5		
Angenommene Höhe: 2272 ± 5 m[1]).																	
Masaürua (Mimiralla-Hügel)																	
April 28	9 9a	K.	*625.1*	19.3		760.0	28.5	630.0	16.8			*1703*	+ *2*	*1698*	— *3*		
„ 25	11.4a	Gl.	624.9	20.3	11.6	760.1	26.0	630.5	17.9			1695	— 6	1706	+ 5		
„ 25	4.6p	Gl.	623.3	20.0	12.3	759.0	26.6	628.8	16.7			1706	+ 5	1698	— 3		
												Mittel 1701	± 4	1701	± 3		
Angenommene Höhe: 1701 ± 3 m[1]).																	
Utengule unterm Beja (Rasthaus)																	
Juni 28	8.2a	K.	650.3	15.6	8.1	765.3	20.8	632.1	11.7	663.5	20.8	1407	0	1397	+ 1	1395	0
„ 9	9.6a	Gl.	*648.2*	20.4		763.1	23.5	630.7	13.1	662.0	24.7	*1416*	+ *2*	*1402*	+ *4*	*1406*	+ *5*
„ 25	10.0a	G.	649.1	22.0		763.6	26.1	631.3	14.9	662.9	25.7	1418	+ 2	1396	— 3	1405	+ 2
Juli 10	11.0a	K.	649.4	22.0	9.7	764.0	27.2	632.0	15.0	662.9	27.3	1417	— 3	1398	— 3	1404	— 3
Juni 28	11.3a	K.	648.9	20.9	6.3	764.9	26.8	632.0	13.9	663.1	27.8	1428	+ 7	1407	+ 5	1411	+ 3
„ 25	0.1p	K.	648.0	23.8	10.1	762.9	27.8	630.7	14.4	661.9	28.6	1425	+ 3	1400	— 3	1408	— 2
August 2	2.5p	G.	646.3	24.9		761.0	25.0	630.1	16.0	660.7	30.3	1412	— 4	1403	+ 1	1419	+13
Juni 27	3.1p	K.	647.9	20.8	9.8	762.8	27.4	630.7	14.0	661.0	28.1	1414	0	1397	— 4	1397	— 8
Juli 4	8.1p	K.	*648.1*	13.6		763.4	21.5	631.2	12.7	662.3	23.2	*1410*	+ *6*	*1404*	+ *5*	*1410*	+*15*
Juni 27	8.4p	K.	649.4	13.4	8.5	763.4	22.7	631.5	11.1	662.1	22.6	1397	— 6	1394	— 5	1390	— 4
„ 28	9.2p	K.	*649.8*	12.3		764.5	21.9	631.9	11.7	662.4	21.1	*1403*	+ *1*	*1395*	— *3*	*1389*	— *4*
„ 27	10.6p	K.	649.3	13.0	7.9	763.5	20.6	631.8	11.0	662.3	20.1	1403	+ 3	1402	+ 4	1394	+ 2
„ 28	10.7p	K.	*649.8*	12.2		764.4	20.3	632.0	11.1	662.5	20.0	*1403*	+ *3*	*1398*	*0*	*1390*	— *2*
Juli 4	11.5p	K.	*648.0*	13.4		763.3	20.5	631.6	12.2	662.7	19.6	*1419*	+*19*	*1415*	+*17*	*1416*	+*25*
												Um 7a	1402		1394		1390	
												„ 2p	1417		1402		1407	
												„ 9p	1402		1398		1394	
												Mittel	1407	± 2	1398	± 2	1397	± 3

In den H-Werten prägt sich deutlich noch ein Rest der täglichen Periode aus. Ihre Berücksichtigung nach Tabelle 48 (S. 143) hat also für diese Station mit ausgesprochenem Plateau-Charakter nicht genügt. In den Figuren 33 bis 35 (Tafel XV) ist die verbleibende Periode graphisch dargestellt. Die Höhenwerte für die Terminstunden sind aus den Figuren entnommen. Die Unterschiede der aus den Basisstationen Daressalam und Kwei gefundenen Höhen geht über die

1) Bessere Werte für diese Höhen siehe Tabelle 84.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13	14
1899			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b_K	t_K	b_T	t_T	H_{Mn}	v_{Mn}	H_K	v_K	H_T	v_T
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m	m

mittleren Fehler hinaus. Es ist daher anzunehmen, daß das benutzte $t_{St}-t_{Mn}$ fehlerhaft ist, und die wahrscheinlichste Höhe ist durch Anbringung der Korrektion W nach Gleichung (N) (S. 139) zu berechnen. Dies gibt 1399 ± 2 m in guter Übereinstimmung mit dem aus der Basisstation Tabora berechneten Höhenwert. Als endgültiges Resultat ist das Mittel beider angenommen worden.

Angenommene Höhe: 1398 ± 2 m.

Kamsamba

August	1	4.8p	Gl.	688.4	31.6	7.4	762.3	24.2	629.9	15.4	660.4	28.5	876	+ 7	858	— 5	861	— 1
„	1	6.8p	Gl.	688.9	23.4	7.9	762.6	23.1	630.3	13.6	660.7	25.5	869	0	869	+ 6	865	+ 3
Juli	24	8.4p	Gl.	689.6	24.5		762.6	23.3	630.5	12.3	660.6	22.6	868	— 1	863	0	852	−10
August	3	9.4p	Gl.	689.7	24.4		762.3	21.7	630.6	11.0	662.0	22.9	864	— 5	864	+ 1	871	+ 9
												Mittel	869	± 3	863	± 2	862	± 4

Nach Gleichung (N) (S. 139) findet man aus den Basisstationen Daressalam und Kwei den wahrscheinlichsten Wert zu 866 ± 2 m in guter Übereinstimmung mit H_T. Als endgültige Höhe wurde das Mittel dieser beiden Werte genommen.

Angenommene Höhe: 864 ± 2 m.

Kwera-See

August	8	2.8p	Gl.	632.0	23.4	7.1	762.4	25.2	630.6	14.8	661.0	30.2	1599	— 1	1597	— 2	1609	0
„	6	4.6p	Gl.	631.6	23.1	6.9	761.6	26.8	630.5	14.0	660.7	28.8	1606	+ 6	1600	+ 1	1611	+ 2
„	5	6.3p	Gl.	*633.4*	17.4		762.1	23.8	630.5	13.9			[*1573*]	[*−27*]	[*1576*]	[*−23*]		
„	7	6.3p	Gl.	631.8	19.2	6.9	762.2	24.1	630.7	12.2	661.3	26.4	1600	0	1602	+ 3	1613	+ 4
„	6	6.8p	Gl.	632.4	17.6	7.5	762.1	24.7	630.7	13.0	661.2	25.5	1593	— 7	1595	— 4	1603	— 6
												Mittel	1600	± 3	1599	± 2	1609	± 2

Die Aneroidbeobachtung von Aug. 5 wurde ausgeschlossen, da sie kurz nach der Ankunft vom Marsche gemacht worden ist, und das Aneroid wahrscheinlich noch Nachwirkungen gehabt hat. Auffällig ist die starke Abweichung von H_T, die sich vielleicht aus dem Vorhandensein eines Restes der täglichen Periode erklärt. Da nur Nachmittagsbeobachtungen vorhanden sind, so hat sich die Periode nicht ausgeglichen. H_T erhielt deshalb nur halbes Gewicht.

Angenommene Höhe: 1601 ± 5 m.

Ndjilla (Beim Dorfe Wombwes)

August	23	6.8a	K.	660.4	8.9	7.5	763.6	19.9	631.1	10.3	662.0	18.4	1225	— 4	1246	+ 5	1242	0
„	19	7.8a	K.	661.6	17.3	9.2	764.1	22.0	631.7	12.2	663.1	21.2	1231	0	1234	— 7	1240	— 2
„	19	10.3a	K.	661.6	24.8	8.9	764.2	25.1	632.4	13.5	662.7	28.0	1237	— 9	1238	— 3	1234	— 8
„	19	2.7p	K.	658.0	28.9	7.5	762.6	27.1	630.6	15.6	660.5	30.2	1268	+ 9	1246	+ 5	1252	+10
„	19	10.1p	K.	660.0	14.6	8.1	764.3	21.4	630.9	11.0	661.7	22.4	1248	+ 4	1243	+ 2	1244	+ 2
												Um	7a	1229				
												„	2p	1260				
												„	9p	1246				
												Mittel		1245	± 3	1241	± 2	1242	± 3

In H_{Mn} ist noch eine tägliche Periode vorhanden, die in Fig. 36 (Tafel XV) graphisch dargestellt ist. Die Werte von H_{Mn} für die drei Terminstunden sind der Kurve entnommen.

Angenommene Höhe: 1242 ± 2 m.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13	14
1899			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b_K	t_K	b_T	t_T	H_{M_n}	v_{M_n}	H_K	v_K	H_T	v_T
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m	m

Isimia (Beim Dorfe Kasungu)

Septbr. 5	6.5a	Gl.	*621.6*	10.7		764.4	18.9	631.5	11.3			[*1744*]	[+*14*]	[*1746*]	[+*16*]		
„ 4	7.3a	K.	622.3	14.0	7.8	763.2	21.2	630.7	14.0	662.8	20.8	1715	−15	1727	− 3	1746	+ 6
„ 3	8.4a	K.	622.8	18.7	7.6	763.6	23.3	631.3	13.3	662.5	24.8	1728	− 2	1729	− 1	1741	+ 1
„ 3	7.9p	K.	621.1	18.6	4.9	762.2	23.9	630.4	12.2	660.4	25.9	1736	+ 6	1732	+ 2	1739	− 1
„ 2	9.0p	K.	622.0	19.0	4.2	763.4	22.5	631.1	11.8	661.0	25.0	1742	+12	1733	+ 3	1736	− 4
											Mittel	1730	± 6	1730	± 1	1740	± 2

Die Aneroidbeobachtung von Sept. 5 ist ausgeschlossen worden, da das Aneroid γ, auf dem sie beruht, in Isimia nicht kontrolliert worden ist. Der auf der Basisstation Tabora beruhende Höhenwert weicht von den anderen beiden stark ab, wofür ein Grund nicht gefunden werden kann. Es scheint demnach eine unregelmäßige Luftdruckverteilung in diesen Tagen vorhanden gewesen zu sein.

Angenommene Höhe: 1733 ± 5 m.

Bismarckburg

Septbr. 13	8.2a	Gl.	694.2	26.6	7.7
„ 13	2.5p	K.	691.7	29.1	14.8
„ 13	10.0p	K.	692.3	22.2	10.6

Berechnung siehe Kap. 29 (S. 119). Die Pendel-Station lag 25 m über dem Tanganjika-Spiegel, also $H = 807$ m.

Moliro

Septbr. 20	7.4a	K.	695.9	25.0	11.2
„ 22	7.4a	K.	694.5	25.6	9.1
„ 22	2.6p	Gl.	691.5	29.9	16.9
„ 20	10.1p	Gl.	693.8	24.4	15.8

Berechnung siehe Kap. 29 (S. 119). Die Pendel-Station lag 10 m über dem Tanganjika-Spiegel, also $H = 792$ m.

Kakoma

Septbr. 27	7.2a	Gl.	657.1	21.1	10.2	763.2	21.1	631.6	11.3	662.4	21.1	1252	− 8	1269	− 4	1267	+ 4
„ 25	9.8p	Gl.	656.2	21.2	7.4	763.0	23.2	631.3	12.2	660.9	24.4	1259	− 1	1273	0	1259	− 4
„ 26	9.8p	K.	656.0	22.8	6.0	763.1	22.7	631.6	13.4	660.9	24.4	1270	+10	1277	+ 4	1262	− 1
											Mittel	1260	± 5	1273	± 2	1263	± 2

Aus H_{M_n} und H_K ergibt sich nach Gleichung (N) (S. 139) der wahrscheinlichste Höhenwert $H = 1270 \pm 2$ m, der von H_T nicht unerheblich abweicht. Da H_{M_n} und H_T dagegen gut zusammenstimmen, so scheint in Kwei eine Luftdruckstörung gewesen zu sein, H_K hat daher halbes Gewicht erhalten.

Angenommene Höhe: 1264 ± 5 m.

Kap Bangwe

Oktbr. 18	11.9a	K.	693.5	26.4	19.1

Berechnung siehe Kap. 29 (S. 119). Die Pendel-Station lag 47 m über dem Tanganjika-Spiegel, also $H = 829$ m.

Udjidji (Kais. Station)

Oktbr. 25	4.0p	Gl.	686.1	28.4	13.7
„ 25	4.3p	Gl.	685.9	28.6	13.9
„ 25	5.3p	Gl.	686.3	27.2	15.2

Berechnung siehe Kap. 29 (S. 119). Die Station liegt 60 m über dem Tanganjika-Spiegel, also $H = 842$ m.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13	14
1899			b_{St} mm	t_{St} °	e_{St} mm	b_D mm	t_D °	b_K mm	t_K °	b_T mm	t_T °	H_{Mn} m	v_{Mn} m	H_K m	v_K m	H_T m	v_T m
Kondsi																	
Novbr. 2	6.1a	K.	*673.0*	17.5		761.5	22.8	629.8	12.4	660.7	20.0	*1070*	*+15*	*1057*	*+ 6*	*1058*	*+ 6*
Oktobr. 31	7.5a	K.	673.1	21.2	17.3	760.3	24.6	629.7	17.4	660.9	23.7	1054	— 1	1057	+ 6	1057	+ 5
„ 30	7.8a	Gl.	673.3	23.5	15.3	760.2	25.4	629.4	21.5	661.0	24.6	1055	0	1045	— 6	1056	+ 4
Novbr. 1	8.2a	Gl.	673.6	22.8	16.6	761.1	26.2	630.1	17.4	661.5	24.6	1058	+ 3	1057	+ 6	1059	+ 7
Oktobr. 31	2.8p	Gl.	671.7	17.6	14.8	758.3	27.1	628.1	20.4	658.7	31.7	1044	—11	1043	— 8	1034	—18
											Mittel	1055	± 4	1051	± 3	1052	± 5

Die Höhe von Oktober 31 2.8*p* ist zu klein, weil sie während eines Gewittersturmes beobachtet worden ist, der einen Temperatursturz von über 10° gebracht hatte. Die Berechnung erfolgte mit der normalen Temperatur der Tageszeit, ergab aber trotzdem ein zu kleines Resultat.

Angenommene Höhe: 1053 ± 3 m.

Ugaga																	
Novbr. 9	6.2a	Gl.	671.0	19.0		759.9	21.0	628.9	10.6	660.4	20.3	1069	— 6	1088	+12	1079	+ 5
„ 5	8.5a	K.	672.4	25.4	14.7	760.9	27.2	630.6	22.3	661.1	25.2	1073	— 2	1076	0	1071	— 3
„ 5	3.1p	K.	668.8	32.0	11.5	758.6	27.6	628.7	22.4	658.0	29.8	1077	+ 2	1077	+ 1	1073	— 1
„ 6	4.8p	K.	*669.6*	23.9		759.6	27.1	628.5	21.9	658.3	28.5	*1074*	*— 1*	*1065*	*—11*	*1069*	*— 5*
„ 6	6.4p	K.	*669.1*	21.8		759.8	26.9	628.6	18.3	658.7	27.0	*1092*	*+17*	*1074*	*— 2*	*1081*	*+ 7*
„ 5	9.7p	K.	670.9	19.5	15.2	760.1	25.9	628.4	15.0	659.7	24.5	1071	— 4	1072	— 4	1071	— 3
											Mittel	1075	± 3	1076	± 3	1074	± 2

Angenommene Höhe: 1075 ± 2 m.

Massonso.																	
Novbr. 17	6.1a	Gl.	*670.7*	19.0		760.3	22.9	629.5	13.5	660.6	20.1	*1095*	*— 9*	*1087*	*—18*	*1085*	*— 9*
„ 17	7.2a	K.	*670.9*	20.3		760.4	23.7	630.3	27.0	661.1	22.2	*1092*	*—12*	*1090*	*—15*	*1089*	*— 5*
„ 13	8.4a	Gl.	670.3	28.8	9.7	760.1	27.8	629.9	22.5	661.0	22.7	1096	— 8	1098	— 7	1094	0
„ 14	3.0p	Gl.	665.3	32.6	7.3	756.0	28.3	626.0	22.8	656.2	29.9	1119	+15	1113	+ 8	1103	+ 9
„ 14	11.1p	Gl.	667.6	23.6	14.9	758.9	25.6	629.0	13.7	658.2	23.6	1108	+ 4	1119	+14	1091	— 3
											Mittel	1104	± 5	1105	± 6	1094	± 3

Wegen des großen Unterschiedes zwischen H_T und den auf den küstennahen Basisstationen beruhenden Höhenwerten muß unregelmäßige Luftdruckverteilung angenommen werden. Infolgedessen wurde, da Massonso nicht weit von Tabora abliegt, H_T als endgültige Höhe beibehalten.

Angenommene Höhe: 1094 ± 3 m.

Tabora (Alte Boma)

Dezbr. 8	7.5a	Gl.				13.6											
„ 4	11.6a	Gl.				13.7											
„ 4	3.8p	Gl.				13.6											
„ 9	5.6p	K.				15.5											

Die Höhe siehe Tab. 31 S. 111. Es wurde gefunden $H = 1214$ m.

Tambarale (Verl. Dorf Iwolero)

Dezbr. 18	7.1a	Gl.	*658.9*	21.0		757.4	27.6	627.7	15.7			*1227*	*0*	*1220*	*—10*		
„ 18	7.3a	K.	*659.0*	21.0		757.4	27.8	627.7	16.0			*1226*	*— 1*	*1219*	*—11*		
„ 15	7.7a	K.	659.5	21.1	15.1	758.7	26.0	628.3	17.5			1225	— 2	1224	— 6		
„ 16	2.4p	Gl.	655.5	29.0	13.2	755.1	28.2	626.9	20.2			1226	— 1	1239	+ 9		
„ 15	9.2p	K.	657.6	20.4	16.1	757.6	27.3	628.3	15.7			1231	+ 4	1237	+ 7		
											Mittel	1227	± 2	1230	± 4		

Angenommene Höhe: 1229 ± 2 m.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13
1899 und 1900			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b_K	t_K	b_T	t_T	H_{Mn}	v_{Mn}	H_K	v_K	H_1
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m
Wembäre-Steppe																
Dezbr. 20	6.5a	Gl.	*672.7*	19.8		757.3	27.1	627.6	16.8			*1048*	*—15*	*1035*	*—26*	
„ 22	6.8a	K.	*673.1*	19.8		758.7	27.4	628.4	17.8			*1061*	*— 2*	*1042*	*—19*	
„ 21	8.0a	K.	672.7	24.1	16.6	758.5	27.9	628.8	21.8			1057	— 6	1057	— 4	
„ 20	2.3p	Gl.	668.6	32.0	12.5	755.7	28.9	627.2	24.3			1067	+ 4	1071	+10	
„ 21	9.3p	K.	670.6	23.0	14.2	758.1	27.7	628.6	17.3			1073	+10	1079	+18	
											Mittel	1063	± 4	1061	± 8	

Angenommene Höhe: 1062 ± 4 m.

Ipuani (Tembe des Kimarangombe)

Dezbr. 28	1.4a	K.	644.4	18.4	10.9	758.4	24.0	628.9	18.4			1404	— 7	1423	+ 3	
„ 29	7.1a	Gl.	*644.9*	21.1		758.3	25.3	628 1	18 3			*1415*	*+ 4*	*1410*	*—10*	
„ 26	7.9a	Gl.	646.0	22.6	11 5	760.2	24.8	629.6	16.6			1409	— 2	1420	0	
„ 26	2.1p	Gl.	643.4	28.4	8.2	758.7	27.6	628.0	21.3			1417	+ 6	1417	— 3	
„ 28	10.1p	K.	643.9	21.2	8,8	758.0	25.9	628.7	15.8			1410	— 1	1426	+ 6	
											Mittel	1411	± 2	1420	± 2	

Da der Unterschied zwischen H_{Mn} und H_K über die mittleren Fehler hinausgeht, ist das benutzte $t_{St} - t_{Mn}$ fehlerhaft und daher der Unterschied nach Gleichung (N) verteilt worden.

Angenommene Höhe: 1419 ± 5 m.

Donjo Ndorobbo (Am Fuß des Berges)

Januar 9	0.3a	K.	622.2	17.1	13.1	757.1	26.7	628.2	16.0			1715	— 1	1718	+ 4	
„ 7	7.6a	K.	620.6	19.1	12.5	760.8	23.0	628.3	18.7			[1770]		[1746]		
„ 9	8.2a	K.	623.0	17.9	13.7	757.7	25.5	628.3	20.5			1721	+ 5	1713	— 1	
„ 8	2.2p	Gl.	620.1	26.6	11.1	757.0	24.5	627.2	21.1			1723	+ 7	1725	+11	
„ 11	5.7p	K.	*621.7*	19.7		756.7	26.8	627.4	18.0			*1694*	*—22*	*1703*	*—11*	
„ 11	7.9p	K.	*623.0*	18.3		758.1	26.7	628.4	17.4			*1703*	*—13*	*1703*	*—11*	
„ 7	10.2p	Gl.	622.8	17.2	12.0	758.6	27.4	629.2	15.8			1722	+ 6	1720	+ 6	
„ 11	10.3p	K.	*622.7*	16.3		758.5	26.8	628.9	16.1			*1718*	*+ 2*	*1704*	*—10*	
„ 11	11.2p	K.	623.3	16.8	12.4	758.5	26.7	629.0	15.7			1715	— 1	1711	— 3	
											Mittel	1716	± 3	1714	± 3	

Die Beobachtung von Januar 7 7.6*a* ist ausgeschlossen worden, da sie offenbar durch einen groben Fehler entstellt ist.

Angenommene Höhe: 1715 ± 3 m.

Niarasa

Januar 16	3.4a	K.	*671.8*	19.0		757.8	27.4	627.8	15.3			*1062*	*—11*	*1053*	*— 9*	
„ 16	4.2a	K.	*672.5*	18.5		757.9	27.5	627.8	15.1			*1055*	*—18*	*1065*	*+ 3*	
„ 15	6.9a	K.	672.5	21.3	14.2	759.0	26.1	628.8	17.9			1071	— 2	1061	— 1	
„ 15	2.3p	K.	669.8	30.7	9.8	757.5	29.1	628.0	21.6			1077	+ 4	1069	+ 7	
„ 15	10.3p	K.	*671.2*	25.5		758.4	27.5	628 5	16.7			*1083*	*+10*	*1064*	*+ 2*	
„ 14	11.2p	K.	671.4	23.0	12.6	758.0	27.5	628.2	16.9			1074	+ 1	1059	— 3	
„ 15	11.2p	Gl.	671.5	23.6		758.4	27.4	628.6	16.2			1078	+ 5	1063	+ 1	
											Mittel	1073	± 3	1062	± 2	

Der große Unterschied zwischen H_{Mn} und H_K ist nach Gleichung (N) verteilt worden.

Angenommene Höhe: 1066 ± 5 m.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13
1900			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b_K	t_K	b_T	t_T	H_{Mn}	v_{Mn}	H_K	v_K	H
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m
Umburru																
Januar 21	7.0a	K.	616.0	16.0		758.6	26.6	628.8	19.2			1821	— 4	1817	— 4	
„ 22	7.4a	Gl.	*614.6*	18.0		758.2	27.7	628.3	21.0			*1832*	+ *7*	*1830*	+ *9*	
„ 21	2.5p	K.	613.4	23.8		756.4	30.0	626.9	23.9			1822	— 3	1824	+ 3	
„ 21	9.5p	Gl.	614.5	17.2		757.5	27.8	627.9	18.0			1827	+ 2	1817	— 4	
												Mittel 1825	± 2	1821	± 3	
Umbugwe (Tembe des Mtakeiko)																
Januar 27	4.6a	K.	*677.2*	20.3		756.3	26.7	626.8	14.4			*978*	+ *7*	*976*	+ *6*	
„ 27	5.5a	K.	*677.8*	20.0		756.5	26.8	626.9	14.2			*973*	+ *3*	*972*	+ *2*	
„ 31	7.4a	K.	679.5	19.0	14.2	758.2	27.4	628.4	16.8			968	— 1	975	+ 4	
„ 28	8.0a	K.	679.0	24.9	15.0	757.2	28.6	627.8	20.9			971	0	966	— 7	
„ 27	1.7p	Gl.	674.8	31.8	13.5	754.6	30.1	626.8	25.0			986	— 4	989	+ 4	
„ 28	1.7p	K.	675.9	32.7	12.1	755.8	29.8	627.3	22.0			986	— 4	984	— 1	
„ 31	4.3p	K.	674.6	32.6	10.6	755.1	29.2	626.5	25.9			992	+ 5	977	— 5	
„ 28	7.6p	K.	*676.2*	24.6		756.3	28.4	626.6	18.7			*985*	+ *2*	*973*	— *3*	
„ 28	8.2p	K.	*676.7*	23.9		756.5	28.2	626.9	18.3			*981*	— *1*	*973*	— *3*	
„ 31	10.5p	K.	677.0	22.7	12.0	756.4	27.6	627.1	17.6			981	+ 2	975	+ 2	
„ 28	11.7p	K.	677.8	20.5	12.2	757.0	28.1	627.4	16.6			976	— 2	971	— 2	
												Um 7a 969		970		
												„ 2p 989		985		
												„ 9p 981		975		
												Mittel 980	± 1	977	± 2	

Die tägliche Periode ist sowohl in H_{Mn} wie in H_K noch deutlich ausgeprägt und in Figur 37 und 38 (Taf. XV) dargestellt. Die für die Terminstunden geltenden Höhen sind den Kurven entnommen worden.

Angenommene Höhe: 978 ± 2 m.

Ssuraë.

Febr. 15	7.1a	K.	587.7	12.3	10.7			627.5	13.8					2192	— 3	
„ 14	7.9a	K.	588.2	15.0	10.7			628.2	17.1					2198	+ 3	
„ 15	11.1a	K.	*587.7*	15.0	12.2			627.9	20.3					*2195*	*0*	
„ 13	2.5p	Gl.	586.1	21.0	10.1			626.9	22.8					2201	+ 6	
„ 15	3.4p	K.	*587.1*	16.5	12.8			626.4	17.2					[*2169*]	[—*26*]	
„ 15	8.2p	K.	*587.4*	13.0				627.6	16.4					*2189*	— *6*	
„ 15	8.6p	Gl.	587.3	13.8	10.7			627.7	16.3					2193	— 2	
„ 15	9.1p	K.	*587.3*	12.5				627.8	16.0					*2194*	— *1*	
														Mittel 2195	± 2	

Die Aneroidbeobachtung von Februar 15 3.4*p* wurde ausgeschlossen, da sie von den anderen Beobachtungen desselben Tages unwahrscheinlich stark abweicht, und daher ein gröberer Fehler wahrscheinlich ist.

Angenommene Höhe: 2195 ± 2 m.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13
1900			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b	t_K	b_T	t_T	H_{Mn}	v_{Mn}	H_K	v_K	H_T
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m

Guasso njirŏ

Febr.	24	1.5a	K.	*702.4*	24.8			628.0	13.1					*688*	+12
„	24	3.7a	K.	*703.2*	22.6			628.0	11.4					*686*	+10
„	25	5.0a	K.	*704.2*	22.0			628.4	12.0					*671*	− 5
„	24	5.7a	K.	*704.1*	21.4			628.6	10.3					*680*	+ 4
„	25	7.2a	K.	705.2	23.2	18 5		629.2	15.5					669	− 7
„	24	7.9a	K.	*705.1*	26.8	14.3		629.6	16.7					*673*	− 3
„	20	0.4p	Gl.	*702.9*	32.1			629.9	25.2					*683*	+ 7
„	20	0.5p	K.	*701.5*	32.0			629.9	25.2					*698*	+22
„	22	2.5p	Gl.	700.8	35.2	9.4		628.8	24.6					685	+ 9
„	24	8.1p	K.	*703.7*	28.2			628.4	16.2					*657*	−19
„	25	8.4p	Gl.	702.6	27.4	13.0		628.3	16.3					671	− 5
„	24	9.1p	K.	*704.3*	27.0			628.7	16.1					656	−20
„	23	9.4p	K.	*702.5*	29.0			628.9	16.0					*679*	+ 3
„	24	9.7p	K.	704.5	23.0	18.1		628.8	15.9					664	−12
„	22	10 0p	K.	702.9	28.2	11.1		629.2	16.2					681	+ 5
„	23	11.7p	Gl.	702.6	23.9	13.5		629.0	14.5					688	+12
													Mittel	676	± 4

Angenommene Höhe: 676 ± 4 m.

Matabatŭ

März	3	1.4a	K.	625.3	18.0	11.5		629.5	16.2					1690	+ 2
„	3	5.6a	K.	*625.8*	15.8			629.6	16.6					*1691*	+ 3
„	4	5.6a	K.	*625.1*	15.4			628.6	14.3					*1686*	− 2
„	3	7.8a	Gl.	626.6	17.0	11.8		630.7	18.6					1697	+ 9
„	2	8.0a	Gl.	627.5	19.4	12.8		630.9	19.9					1688	0
„	4	8.0a	K.	626.0	19.6	11.5		629.6	19.1					1678	−10
„	2	2.3p	K.	624.6	25.8	10.9		628.7	22.6					1683	− 5
„	3	8.8p	K.	*624.2*	18.7			629.2	17.0					*1698*	+10
„	2	9.6p	K.	*625.7*	18.0			629.9	17.4					*1689*	+ 1
													Mittel	1688	± 3

Angenommene Höhe: 1688 ± 3 m.

Ssigirari

März	8	5.7a	K.	*666.6*	16.6			628.4	11.6					*1141*	+ 2
„	8	7.5a	K.	667.5	20.5	14.7		629.0	15.3					1138	− 1
„	7	2.2p	Gl.	664.7	29.8	9.0		628.2	24.5					1141	+ 2
„	7	8.1p	K.	*666.1*	23.6			628.9	19.0					*1136*	− 3
„	7	8.9p	K.	*666.2*	22.5	10.6		628.9	18.6					*1137*	− 2
„	7	9.3p	K.	*666.4*	22.5			629.1	17.8					*1139*	0
„	7	11.7p	K.	*666.6*	18.0			628.8	15.2					*1137*	− 2
													Mittel	1139	± 1

Angenommene Höhe: 1139 ± 1 m.

Moschi (Pendelhaus)

März	16	0.2a	K.	664.4	22.3	13.2		627.5	15.4					1148	− 1
„	15	4.9a	K.	*665.4*	19.0			627.7	12.3					*1146*	− 3
„	15	6.9a	K.	666.1	20.4	12.3		628.3	13.3					1147	− 2
„	18	3.6p	Gl.	662.9	22.8			626.7	18.1					1152	+ 3
„	18	6.3p	Gl.	663.2	20.6			627.2	16.6					1156	+ 7
„	21	6.6p	K.	663.8	22.6	16.0		626.9	22.6					1142	− 7
„	15	8.2p	K.	*663.7*	23.8			627.0	16.9					*1146*	− 3
„	14	10.7p	K.	*665.1*	21.6			628.7	14.7					*1156*	+ 7
													Mittel	1149	± 2

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13	14
1898			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b_K	t_K	b_T	t_T	H_{Mn}	v_{Mn}	H_K	v_K	H	v
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m	m

Außerdem liegt noch eine Reihe von Beobachtungen von Dr. Maurer vor, die in der Deckerschen Baracke neben dem Wetterhäuschen etwa in derselben Höhe, wie das Pendelhaus angestellt sind (s. D. ü. m. B. X. S. 66).

Febr.	22	9.5a	Ma.	667.1	26.6	757.4	29.8	628.2	23.3			1123	−12	1127	−20		
„	22	4.7p	Ma.	*663.1*	30.5	756.0	29.8	626.6	21.9			*1148*	+*13*	*1138*	− *9*		
„	27	10.9a	Ma.	*666.3*	26.0	757.5	26.0	628.8	20.7			*1121*	−*14*	*1147*	*0*		
„	27	5.3p	Ma.	*662.3*	29.1	754.6	26.0	625.7	20.3			*1137*	+ *2*	*1137*	−*10*		
„	28	7.2a	Ma.	*665.6*	19.6	757.4	24.8	628.6	16.6			*1134*	− *1*	*1156*	+ *9*		
März	4	5.4p	Ma.	661.7	28.8	754.7	28.8	627.6	18.0			1148	+13	1173	+26		
												Mittel	1135	± 7	1147	±10	

Nach Gleichung (N) (S. 139) folgt daraus $H = 1143 \pm 7$ m.

Die Abweichungen der Siedepunktsbestimmungen können hier in höherem Maße als dies bei den Beobachtungen der Pendel-Expedition der Fall ist, von Beobachtungsfehlern herrühren, da sie auf nur je einer Ablesung eines Thermometers beruhen.

Ferner habe ich auch die von Prof. Hans Meyer in Moschi gemachten Höhenbeobachtungen neu berechnet. (Meyer, Der Kilimandjaro S. 412 und 417). Ich fand:

																nach Großmann	
August	5	4.0p	My.	668.6	21	761.8	26.3	630.9	14.3			1123	− 1	1131	− 4	1158	+ 6
„	6	Mtg.	My.	669.6	20	762.3	28.3	631.2	14.5			1125	+ 1	1135	0	1150	− 2
„	7	9.0a	My.	671.1	19	763.1	25.7	632.1	11.7			1121	− 3	1134	− 1	1135	−17
„	8	4.0p	My.	667.2	20	760.6	27.1	630.3	15.1			1126	+ 2	1140	+ 5	1163	+11
Septbr.	15	10.0a	My.	668.6	22	762.0	27.9	631.3	17.0			1143	0	1152	+ 3	1162	+ 5
„	19	7.7a	My.	669.8	21	763.0	24.3	632.0	15.4			1143	0	1146	− 3	1151	− 6
										Mittel aus August		1124	± 1	1135	± 2	1152	± 6
										Mittel aus September		1143	± 0	1149	± 3	1157	± 6

In Spalte 13 habe ich die von Großmann a. a. O. berechneten Höhen hinzugefügt, um zu zeigen, daß erstens die innere Übereinstimmung der von mir berechneten Höhen besser ist (mittlerer Fehler einer Höhe bei K.: ± 2 m, bei Gr.: ± 10 m), und daß zweitens die Zahlen von Großmann einen viel zu großen Mittelwert liefern.

Die beiden Beobachtungsreihen von Maurer und Hans Meyer zeigen übereinstimmend einen großen Unterschied zwischen H_{Mn} und H_K, der daher systematischer Natur zu sein scheint. Er läßt sich mithin auch zur Reduktion der Beobachtungen der Pendel-Expedition, bei denen die wahrscheinlichen Höhen H_{Mn} wegen des Mangels gleichzeitiger Beobachtungen an der Küste nicht berechnet werden konnten, verwenden. Man findet folgende

Unterschiede $H_{Mn} - H_K$.

bei Maurer		bei Hans Meyer	
− 4 m + 10 − 26 0 − 22 − 25	Mittel − 11 ± 6 m	− 8 m − 10 − 13 − 14 − 9 − 3	Mittel − 9 ± 2 m

Gesamtmittel: − 10 ± 3 m.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13
1898			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b	t	b_T	t_T	H_{Mn}	v_{Mn}	H_K	v_K	H_T
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m

Die Werte H_{Mn} der Beobachtungen der Pendel-Expedition haben sich nachträglich (s. S. 173) noch berechnen lassen, wobei $H_{Mn} - H_K = -20$ m gefunden wurde, also sogar noch größer, als die vorstehend abgeleitete Zahl. Die Ursache davon dürfte eine lokale Luftdruckstörung über der Basisstation Daressalam sein, wo der Druck in den betreffenden Tagen in der Tat 1 bis 2 mm unter dem normalen gewesen ist. Auch die starke Abweichung der Meyerschen Höhe aus dem August dürfte trotz der guten inneren Übereinstimmung der Beobachtungen denselben Grund haben, da die Luftdruckstörungen sich meist über längere Zeit zu erstrecken pflegen. Nach Gleichung (N) ergeben sich folgende wahrscheinlichste Höhen des Pendelhauses in Moschi.

				Abweichung vom Mittel
Dr. Maurer	Februar	1898	$H = 1143$ m	+ 2 m
Prof. Hans Meyer	August	1898	1132	− 9
„ „ „	September	1898	1147	+ 6
Pendel-Expedition	März	1900	1141	0

Die Übereinstimmung ist genügend. Als Resultat nehme ich das Mittel der vier Werte.

Angenommene Höhe: 1141 ± 3 m.

Der Hof der Boma der Kaiserlichen Station und das Büro, in dem der Meyersche Barograph stand, liegt etwa 6 m höher als das Pendelhaus, sodaß deren Höhe 1147 m beträgt.

Marangu (Militär-Station).

Es sind Beobachtungen von Maurer (D. ü. m. B. X S. 66) und von Hans Meyer (Der Kilimandjaro S. 412) vorhanden, deren Neuberechnung folgendes ergab.

Febr.	24	8.9a	Ma.	*645.3*	21.5		758.8	28.9	628.7	22.9			*1415*	*0*	*1420*	*− 8*
„	24	9.8a	Ma.	644.8	21.5		758.8	30.1	628.7	24.3			1418	+ 3	1425	− 3
„	25	7.0a	Ma.	*644.0*	16.7		757.6	24.0	627.8	12.7			*1410*	*− 5*	*1426*	*− 2*
„	25	3.3p	Ma.	641.6	23.8		755.8	31.2	627.3	18.6			1418	+ 3	1436	+ 8
„	26	6.3a	Ma.	*643.4*	15.5		756.9	24.1	627.1	11.6			*1410*	*− 5*	*1425*	*− 3*
August	9	7.0a	My.	647.3	17		762.7	21.0	631.4	10.5			1431	+ 3	1432	+ 5
„	10	9.0p	My.	647.3	18		762.5	22.7	631.9	12.0			1425	− 3	1423	− 4
											Mittel von Maurer		1415	± 2	1428	± 4
											Mittel von Meyer		1428	± 3	1427	± 5

Nach Gleichung (N) (S. 139) ergibt sich

bei Maurer $H = 1427 \pm 4$ m

„ Meyer $H = 1427 \pm 4$ m.

Daher angenommene Höhe: 1427 ± 4 m.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13
1900			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b_K	t_K	b_T	t_T	H_{M_n}	v_{M_n}	H_K	v_K	H_T
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m
Marangu (Ehemalige wissenschaftliche Station).																
März 18	4.7p	K.	631.5	19.8	14.6									1555	0	

Aus den einschließenden Beobachtungen in Moschi und dem durch den Meyerschen Barographen (D. ü. m. B. X S. 62) gegebenen Gang des Luftdrucks daselbst und der vorstehenden Beobachtung folgt die Höhe der ehemaligen wissenschaftlichen Station über Moschi (Pendelhaus) zu 414 m. Die tägliche Periode wurde durch Anbringung von $(\theta - t)^a$ berücksichtigt, ebenso ist der nach den Gleichungen (J und J*) berechnete Wert von Q angebracht.

Damit wird die Höhe der ehemaligen wissenschaftlichen Station gleich 1555 m.

Außerdem haben Maurer und Hans Meyer hier beobachtet und gefunden (teils handschriftlich, teils Meyer, Der Kilimandjaro S. 412):

1898																
Febr. 25	7.3a	Ma.	*635.4*	18.4		757.7	24.4	627.9	14.6			*1528*	*−26*	*1541*	*−14*	
„ 25	1.8p	Ma.	*633.2*	26.3		756.6	32.2	627.8	22 6			*1551*	*− 3*	*1558*	*+ 3*	
August 10	9.0a	My.	*637.5*	24		763.2	25.7	632.3	13.2			*1580*	*+26*	*1570*	*+15*	
„ 10	Mtg.	My.	*637.7*	24		762.3	28.6	631.7	15.2			*1559*	*+ 5*	*1552*	*− 3*	
											Mittel	1554	±11	1555	± 6	

Nach Gleichung (N) ergibt sich $H = 1555 \pm 6$ m in guter Übereinstimmung mit dem von der Pendel-Expedition durch Anschluß an Moschi bestimmten Werte.

In Tabelle 31 (S. 111) hatten wir aus den Beobachtungen des Stations-Heberbarometers von Lent und Volkens die Höhe 1562 m abgeleitet. Der Unterschied von 7 m zwischen den beiden Werten liegt fast noch innerhalb der mittleren Fehler, wodurch nachgewiesen ist, daß die von Herrn v. Danckelman bei der Reduktion der Beobachtungen von Lent und Volkens benutzte Standkorrektion des Heberbarometers (Mitth. a. d. D. Schutzgeb. Bd. IX, 1896) nahezu richtig ist, während die Siedepunktsbestimmungen von Lent nunmehr sicher als verfehlt bezeichnet werden können.

Angenommene Höhe: 1555 ± 3 m.

Donjo Benne (Am Fuß des Berges)

März 28	7.5a	K.	667.0	21.7	15.9			628.9	15.6			1133	−11	1140	− 8
„ 29	7.7a	Gl.	665 5	21.7	15.0			628.4	15.1			1152	+ 8	1154	+ 6
„ 27	2.4p	K.	665.8	27.0	12.9			629.2	22.4			1138	− 6	1140	− 8
„ 28	2.9p	Gl.	664.0	27.3	13.0			629.1	20.6			1145	+ 1	1164	+16
„ 29	7.3p	K.	*664.7*	22.8				628.3	16.3			*1144*	*0*	*1148*	*0*
„ 29	8.1p	Gl.	663.5	23.1	14.1			627.2	17.2			1143	− 1	1148	0
„ 27	9.1p	K.	666.8	21.4	15.1			629.8	16.8			1153	+ 9	1142	− 6
											Mittel	1144	± 3	1148	± 4

Angenommene Höhe: 1146 ± 3 m.

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13
1900			b_{St} mm	t_{St} °	e_{St} mm	b_D mm	t_D °	b_K mm	t_K °	b_T mm	t_T °	H_{Mn} m	v_{Mn} m	H_K m	v_K m	H_T m
Rufu																
April 2	5.6a	K.	*704.6*	18.6		758.2	23.9	628.6	14.7			*652*	— *4*	*660*	+ *3*	
„ 2	7.3a	K.	705.4	23.2	17.6	758.9	25.0	629.0	16.6			654	— 2	651	— 6	
„ 2	4.0p	K.	*701.1*	28.3	18.4	756.2	28.2	627.3	22 9			*660*	+ *4*	*662*	+ *5*	
„ 2	7.0p	K.	*702.2*	23.0		757.1	27.0	627.6	17.6			*660*	+ *4*	*661*	+ *4*	
„ 2	7.9p	Gl.	702.7	25.2	16.5	757.7	26.7	628.1	16.2			665	+ 9	661	+ 4	
„ 1	9.1p	K.	*704.5*	22.0		758.3	26.3	629.4	16.8			*650*	— *6*	*658*	+ *1*	
„ 1	10.1p	K.	*705.0*	21.4		758.7	25.9	629.5	16.8			*651*	— *5*	*657*	*0*	
„ 1	10.6p	Gl.	705.1	22.3	16.5	758.7	25.6	629.4	16.8			650	— 6	652	— 5	
											Mittel	656	± 3	657	± 2	

Angenommene Höhe: 656 ± 2 m.

Madji ja njuu (Rasthaus)

April 8	0.8a	K.	*685.0*	20.2		757.2	24.3	627.7	13.7			*894*	— *2*	*882*	— *4*	
„ 8	7.0a	K.	686.0	19.4	15.4	758.2	24.0	628.5	13.6			896	0	892	+ 6	
„ 7	7.6a	Gl.	686.6	20.8	16.9	758.9	25.7	628.9	16.8			898	+ 2	887	+ 1	
„ 8	2.5p	Gl.	684.2	27.4	14.4	757.2	29.6	628.3	22.3			898	+ 2	889	+ 3	
„ 6	2.6p	K.	683.6	26.8	15.9	756.4	29.5	627.0	21.8			895	− 1	880	— 6	
„ 5	2.7p	Gl.	683.7	23.3	16.1	756.4	28.2	626.7	20.7			886	−10	882	— 4	
„ 8	6.9p	K.	*684.1*	20.2		757.8	27.2	627.9	17.3			*902*	+ *6*	*893*	+ *7*	
„ 8	7.7p	K.	*684.5*	20.0		758.1	27.0	627.9	16.5			*904*	+ *8*	*888*	+ *2*	
„ 7	7.8p	K.	*684 8*	20.2		757.6	27.3	627.8	17.2			*894*	— *2*	*885*	— *1*	
„ 8	8.0p	Gl.	684.8	20.4	14.5	758 2	26 9	627.9	16.2			902	+ 6	885	— 1	
„ 7	8.7p	K.	*685.3*	20.6		757.8	27.1	627.9	16.3			*893*	— *3*	*879*	— *7*	
„ 7	11.4p	K.	*685.4*	18.8		757.7	25.1	628.3	14.6			*893*	— *3*	*889*	+ *3*	
											Mittel	896	± 2	886	± 2	

Der große Unterschied zwischen H_{Mn} und H_K ist nach Gleichung (N) verteilt worden.

Angenommene Höhe: 891 ± 5 m.

Kissuani (Ehemalige Station)

April 10	6.4a	Gl.	*702.9*	20.5		758.6	24.3	628.8	16.0			*684*	— *6*	*677*	— *5*	
„ 10	6.6a	K.	*702.6*	20.5		758.6	24.4	628.9	16.3			*694*	+ *4*	*683*	+ *1*	
Febr. 14	5 5p	Ma	*697.2*	29.2		753.8	28 4	625.5	18.0			*690*	*0*	*693*	+*11*	
April 9	8.8p	Gl.	*701.7*	24.2		758.5	26.5	628.0	17.2			*694*	+ *4*	*673*	— *9*	
											Mittel	690	± 3	682	± 5	

Die Beobachtung von Maurer vom Febr. 14 ist im Jahre 1898 gemacht und mir handschriftlich zur Verfügung gestellt worden.

Angenommene Höhe: 686 ± 7 m.

Kihuiro (Rasthaus)

April 13	3.9a	K.	*716.6*	22.0		758.0	22.1	628.1	15.6			*516*	+ *8*	*498*	— *3*	
„ 13	4.9a	K.	*716.7*	22.4		758.4	21.9	628.4	15.5			*515*	+ *7*	*502*	+ *1*	
Febr. 13	7.2a	K.	717.8	22.6	17.7	760.1	22.6	629.1	15.9			523	+15	506	+ 5	
„ 13	11.5a	Ma.	715.1	31.2	17.0	756.0	31.4	627.2	20.3			508	0	506	+ 5	
April 13	2.2p	K.	716.1	26.7		757.2	26.4	627.5	21.7			496	−12	493	— 8	
„ 13	7.3p	K.	*716.7*	22.3		758.5	25.1	628.5	16.9			*505*	— *3*	*503*	+ *2*	
„ 12	7.9p	K.	*716.5*	24.9		758 2	23.0	628.4	17.3			*507*	— *1*	*497*	— *4*	
„ 13	8.4p	K.	*717.5*	21.6		758.7	25.0	629.0	16.0			*499*	— *9*	*501*	*0*	
„ 13	8.8p	Gl.	717.5	21.8	17.0	758.7	24.9	629.1	15.8			502	— 6	502	+ 1	
											Mittel	508	± 3	501	± 2	

1	2	3	4	5	6	7	8	7	8	7	8	9	10	11	12	13
1900			b_{St}	t_{St}	e_{St}	b_D	t_D	b_K	t_K	b_T	t_T	H_{Mn}	v_{Mn}	H_K	v_K	H_T
			mm	°	mm	mm	°	mm	°	mm	°	m	m	m	m	m

Die Beobachtung von Februar 13 von Maurer ist aus dem Jahre 1898 und mir handschriftlich mitgeteilt worden.

Die Beobachtungen stimmen besser untereinander überein, wenn man die tägliche Isobaren-Korrektion $(\beta - b)^d$ (s. Tab. 49 S. 143) nicht berücksichtigt. Dies deutet darauf hin, daß in dem Küstenabstand, den Kihuiro hat, die tägliche Luftdruck-Welle nicht den Charakter der inneren Hochebenen, sondern noch den Küstencharakter hat. Das Resultat wird infolge der gleichmäßigen Verteilung der Beobachtungen über den ganzen Tag dadurch nicht geändert.

Angenommene Höhe: 504 ± 5 m.

Wilhelmstal (Pendelhaus im Dorfe Rusotto)

April	19	0.1a	K.	*648.2*	14.0		758.9	22.5	628.5	13.3			*1381*	+ *3*	*1372*	— *1*
„	19	4.9a	K.	*647.8*	11.8		759.3	21.8	628.0	11.7			*1386*	+ *8*	*1372*	+ *2*
„	19	7.6a	K.	649.2	16.4	12.4	760.2	23.3	629.7	16.7			1380	+ 2	1375	+ 1
„	20	8.1a	K.	*650.0*	17.8		760.8	24.6	630.7	16.1			*1378*	*0*	*1373*	— *2*
„	20	9.0a	Gl.	*650.5*	21.4		760.7	27.1	630.9	18.6			*1374*	— *4*	*1368*	—*10*
„	19	2.0p	Gl.	647.9	20.8	15.6	758.2	26.8	629.2	18.5			1376	— 2	1385	— 1
März	24	5.4p	Ma.	645.2	19.4		756.1	27.9	626.5	17.1			1375	— 3	1384	+ 3
April	19	7.2p	Gl.	648.5	16.9	13.2	759.0	24.0	629.0	16.9			1376	— 2	1375	— 2
„	19	7.6p	K.	*648.8*	16.0		760.3	23.9	629.7	16.4			*1387*	+ *9*	*1380*	+ *3*
											Um 7a				1372	
											„ 2p				1386	
											„ 9p				1376	
											Mittel		1378	± 2	1378	± 1

Die Beobachtung von März 24 von Maurer stammt aus dem Jahre 1898 und ist mir handschriftlich mitgeteilt worden.

Die tägliche Isobaren-Korrektion (Tab. 49) ist nicht berücksichtigt worden. Die tägliche Periode ist in H_K deutlich ausgeprägt und in Figur 39 (Taf. XV) dargestellt worden. Die für die Terminstunden geltenden Höhen sind der Kurve entnommen.

Angenommene Höhe: 1378 ± 1 m.

Das Bezirksamts-Gebäude liegt nach doppelter differentieller Messung 21 m höher als das Pendelhaus, daher

Höhe des Bezirksamts-Gebäudes Wilhelmstal: 1399 ± 2 m.

Kwamkoro (Bei den Assistentenhäusern)

April	26	7.3a	K.	685.6	20.6	16.0	760.9	24.6	631.2	16.3			924	— 4	921	— 2
„	26	3.0p	Gl.	683.7	24.3	17.2	758.7	31.8	629.9	22.6			926	— 2	925	+ 2
„	24	7.0p	Gl.	683.9	21.4	16.9	759.9	26.7	629.6	18.2			935	+ 7	921	— 2
„	25	7.8p	K.	*684.8*	20.9		760.1	26.2	630.7	17.5			*927*	— *1*	*925*	+ *2*
„	26	8.2p	Gl.	685.2	21.6	16.5	760.0	27.2	631.3	16.5			924	— 4	926	+ 3
„	26	8.3p	K.	*685.1*	21.6		760.0	27.1	631.3	16.4			*924*	— *4*	*928*	+ *5*
„	25	9.3p	K.	*685.1*	20.0		760.7	26.0	630.7	15.5			*930*	+ *2*	*922*	— *1*
„	25	11.2p	K.	685.0	21.0	16.8	760.8	24.7	630.7	15.7			935	+ 7	920	— 3
											Mittel		928	± 2	923	± 1

Angenommene Höhe: 925 ± 3 m.

Das Resultat ist in guter Übereinstimmung mit der von Böhler angegebenen Höhe (Karte von Ost-Usambara. Mittheil. a. d. Deutschen Schutzgebieten Bd. XIV. Karte Nr. 1. 1901). Vgl. auch S. 69 oben.

Nachtrag zu Tabelle 62.

Die Beobachtungen der Basisstation Daressalam vom Februar und März 1900, die trotz vielfachen Nachforschens verloren zu sein schienen, sind nachträglich aufgefunden und in Heft XIV der D. ü. m. B. veröffentlicht worden. Da sie erst während des Druckes der Tabelle 62 zu meiner Kenntnis gekommen sind, konnten sie nur in dem folgenden Nachtrag berücksichtigt werden, dessen Spalten denen der Tab. 62 entsprechen.

1	2	7	8	9	10
1900		b_D mm	t_D °	H_{Mn} m	v_{Mn} m
Ssuraë					
Febr. 15	7.1a	757.3	23.5	2185	0
„ 14	7.9a	758.0	26.3	2197	+12
„ 15	11.1a	757.3	29.2	*2177*	— *8*
„ 13	2.5p	755.3	29 6	2191	+ 6
„ 15	3.4p	755.1	29.0	[*2156*]	[*−29*]
„ 15	8.2p	756.1	26.0	*2177*	— *8*
„ 15	8.6p	756.2	25.9	2180	— 5
„ 15	9.1p	756.3	25.7	*2178*	— *7*
			Mittel	2185	± 4
Guasso njirŏ					
Febr. 24	1.5a	757.7	24,0	*674*	+*15*
„ 24	3.7a	757.9	23.4	*665*	+ *9*
„ 25	5.0a	758.0	23.5	*654*	*0*
„ 24	5.7a	758.7	23.1	*663*	+*10*
„ 25	7.2a	758.9	25.5	655	— 3
„ 24	7.9a	759.4	26.8	*666*	+ *3*
„ 20	0.4p	758.7	30.1	*679*	— *9*
„ 20	0.5p	758.7	30.1	*697*	+ *9*
„ 22	2.5p	757.6	29.6	688	0
„ 24	8.1p	757.8	27.2	*656*	—*14*
„ 25	8.4p	756.8	27.3	658	—11
„ 24	9.1p	757.9	26.7	*651*	—*17*
„ 23	9.4p	758.3	27.7	*683*	+*16*
„ 24	9.7p	757.9	26.4	646	—20
„ 22	10.0p	758.3	26.4	677	+11
„ 23	11.7p	758.2	25.7	676	+14
			Um 7a	656	
			„ 2p	689	
			„ 9p	668	
			Mittel	671	± 4

1	2	7	8	9	10
1900		b_D mm	t_D °	H_{Mn} m	v_{Mn} m
Matabatú					
März 3	1.4a	759.3	24.5	1688	+ 6
„ 3	5.6a	759.8	23.5	*1681*	— *1*
„ 4	5 6a	759.6	24.5	*1691*	+ *9*
„ 3	7.8a	760.5	25.8	1678	— 4
„ 2	8.0a	760.4	26.7	1672	—10
„ 4	8.0a	759.2	27.0	1679	— 3
„ 2	2.3p	758.5	28.9	1682	0
„ 3	8.8p	759.2	26.9	*1699*	+*17*
„ 2	9.6p	759.7	26.3	*1684*	+ *2*
				Mittel 1682	± 3
Ssigirari					
März 8	5 7a	758.6	23.1	*1122*	—*11*
„ 8	7.5a	758.9	25.3	1121	—12
„ 7	2.2p	757.7	29.7	1141	+ 8
„ 7	8.1p	759.2	27.9	*1142*	+ *9*
„ 7	8.9p	759.3	27.9	*1143*	+*10*
„ 7	9.3p	759.2	27.8	*1141*	+ *8*
„ 7	11 7p	758.5	24.4	*1121*	—*12*
				Mittel 1133	± 6
Moschi (Pendelhaus)					
März 16	0.2a	756.7	25.4	1132	+ 3
„ 15	4.9a	757.3	24.3	*1122*	— *7*
„ 15	6.9a	757.9	25.1	1123	— 6
„ 18	3.6p	755.9	28.9	1120	— 9
„ 18	6.3p	757.0	28.5	1134	+ 5
„ 21	6.6p	756.5	27.7	1125	— 4
„ 15	8.2p	757.1	28.3	*1143*	+*14*
„ 14	10.7p	757.9	27.8	*1138*	+ *9*
				Mittel 1129	± 3

In Guasso njirŏ ist ein Rest der täglichen Periode so stark ausgeprägt, daß ich die Höhen durch eine Kurve ähnlich denen von Tafel XV ausgeglichen

und daraus die für die drei Terminstunden gültigen Werte entnommen habe. Die endgültigen Höhen enthält die folgende Zusammenstellung; sie treten an Stelle der auf Seite 166 und 167 aufgeführten Zahlen.

1	2 H_{Mn} m	3 H_K m	4 Angenommene Höhe m	5 Wahre Höhe m
Ssurae	2185	2195	2197 ± 5	
Guasso njiro	671	676	674 ± 4	674
Matabatu	1682	1688	1685 ± 3	
Ssigirari	1133	1141 [1])	1139 ± 6	1151
Moschi (Pendelhaus)	1129	1149	1141 ±10	

Die wahren Höhen der Spalte 5 sind aus Tabelle 87 (Kap. 42) entnommen.

(Fortsetzung des Textes von Seite 160).

deshalb erhielten die daraus berechneten Höhen bei der Mittelbildung das Gewicht $^1/_2$. Die Genauigkeit ist jedoch wesentlich höher anzusetzen, als in Kap. 39 für die Ablesungen während des Marsches angegeben ist, da auf den Stationen die Aneroide bei jedem Kochen kontrolliert worden sind.

In den Höhenwerten macht sich an vielen Stellen noch ein Rest der täglichen Periode bemerkbar, wie besonders aus den graphischen Darstellungen (s. Fig. 33 bis 39 Taf. XV) hervorgeht. Bei diesen Stationen haben daher die mittleren Korrektionen $(\theta - t)^d$ aus Tab. 48 (S. 143) nicht genügt. An anderen Stationen ist dagegen eine umgekehrte tägliche Periode angedeutet. Hier sind daher die angewandten Korrektionen $(\theta - t)^d$ zu groß gewesen. Beide Erscheinungen beweisen, daß die Benutzung von Barographen und Thermographen zur Bestimmung der Höhe der Pendel-Stationen von Nutzen gewesen wäre selbst da, wo sie nur ein oder zwei Tage hätten in Tätigkeit sein können, um die tägliche Periode überall mit Sicherheit eliminieren zu können. Dies Ergebnis scheint mir für künftige Reisen einen wertvollen Fingerzeig zu enthalten.

Von Interesse ist die Vergleichung der auf verschiedenen Basisstationen beruhenden Höhen. Im allgemeinen stimmen sie innerhalb der mittleren Fehler überein. In diesem Falle, und wenn der Unterschied nur sehr wenig über die Summe der mittleren Fehler hinausging, wurde das Mittel als definitive Höhe angenommen. Die anderen Fälle sind in Tabelle 62 einzeln diskutiert.

Aus den Abweichungen $v = B - R$, die in Tabelle 62 in den Spalten 10, 12 und 14 stehen, ergibt sich der mittlere zufällige Fehler einer einzelnen

1) Die Zahl weicht von der auf S. 167 gegebenen ab, weil bei den Luftdrucken der Spalte 4 ein Fehler untergelaufen ist. Sie sind sämtlich um 0.2 mm niedriger anzusetzen, wodurch alle H_K um 2 m größer werden.

Höhenbestimmung vom Gewicht 1 bei der Basisstation Daressalam zu ± 7,2 m, bei Kwei zu ± 7,1 m und bei Tabora zu ± 7,4 m. Der größte überhaupt vorkommende Fehler beträgt 26 m. Da auf jeder Station wenigstens 3 Höhen-Bestimmungen gemacht sind, so beträgt der mittlere zufällige Fehler der Höhe einer Pendel-Station ± 4 m oder weniger. Dazu kommen noch die Fehler längerer klimatischer Störungen, über deren Betrag die Unterschiede der auf verschiedenen Basisstationen beruhenden Höhen und die für zwei Stationen bekannten trigonometrischen Höhen einen Anhalt geben können.

In Tabelle 63 sind diejenigen dieser Unterschiede zusammengestellt, die die Summe der mittleren Fehler wesentlich d. h. um mehr als 2 m übertreffen. Die in Spalte 2 stehenden Differenzen $H_{Mn} - H_K$ rühren teils von fehlerhafter An-

Tabelle 63. Unterschiede der auf verschiedenen Basisstationen beruhenden Höhen derselben Stationen.

1 Station	2 H_{Mn}—H_K	3 Summe der mittleren Fehler	4 Station	5 $^1/_2$ (H_{Mn}+H_K)—H_T	6 Summe der mittleren Fehler
Utengule	+ 9 m	± 4 m	Kwera-See	— 10 m	± 4 m
Kakoma	— 13	± 7	Isimia	— 10	± 3
Ipuani	— 9	± 4	Kakoma	+ 7	± 4
Niarasa	+ 11	± 5	Massonso	+ 11	± 9
Ssuráe	— 10	± 6			
Moschi	— 20	± 5		Wahre Höhe	
Moschi (My. im August)	— 11	± 3		$-^1/_2$ ($H_{Mn} + H_K$)	
Moschi (My. im Sept.)	— 6	± 3			
Marangu,Milit.-Stat.(Ma.)	— 13	± 6	Guasso njíro	0 m	
Madji ja njuu	+ 10	± 4	Ssigirari	+ 12	

nahme des Arguments $t_{St} - t_{Mn}$ zur Entnahme von Q aus Tabelle 52 und 53 her, zum größten Teile wohl aber von Störungen des normalen Luftdrucks an einer der beiden Basisstationen. Die Unterschiede $^1/_2$ ($H_{Mn} + H_K$) − H_T in Spalte 5 verdanken dagegen allein diesem zweiten Grunde ihr Entstehen. Sie geben daher einen Anhalt dafür, wie groß der Einfluß solcher Störungen zu schätzen ist. Der größte vorkommende Wert, also der größte vorgekommene Höhenfehler infolge des Unterschiedes zwischen den nach unserer Methode verbesserten Luftdrucken der Basisstationen an der Küste und Tabora beträgt nicht mehr als 11 m und der größte wahre Höhenfehler nicht mehr als 12 m. Das beweist von neuem die große Regelmäßigkeit des Klimas auch auf den Hochflächen des inneren Ostafrika. Ferner können wir daraus den Schluß ziehen, daß die berechneten Höhen der Pendel-Stationen um nicht mehr als etwa ± 15 m fehlerhaft sind.

Diese Höhen sind demnach mit einer für ihren Zweck genügenden Genauigkeit ermittelt worden, obwohl die anfänglichen Hoffnungen, mit Hilfe der

Luftdruckmessungen an der Küste und an 5 oder 6 Basisstationen im Innern tägliche Isobarenkarten entwerfen zu können, so wenig erfüllt worden sind, daß für die Mehrzahl der Pendel-Stationen überhaupt keine Basisstation im Innern vorhanden war, und für die wenigen anderen nur von Tabora Beobachtungen vorlagen.

38. Die Aneroide der Expedition und ihre Korrektionen und Bemerkung über die Bestimmung der Lufttemperatur während des Marsches.

Auf S. 37 ist bereits erwähnt worden, daß die Expedition während des Marsches eine Anzahl Höhenbestimmungen mittels dreier Aneroide von Bohne ausgeführt hat. Wir hatten uns darauf beschränkt, wegen des leichteren Transports sogenannte Taschenbarometer mitzunehmen, obgleich sie infolge ihrer kleinen Büchse besonders unzuverlässig sein sollten. Da sie ursprünglich jedoch nicht zu Höhenbestimmungen in Aussicht genommen waren, sondern nur den Zweck hatten, den Luftdruck für die Reduktion der Schwingungszeit der Pendel auf luftleeren Raum zu bestimmen, wobei sie keinen starken Druckänderungen unterworfen waren, und durch mehrfache Siedepunktsbestimmungen auf jeder Station kontrolliert werden konnten, so erschienen sie ausreichend. Die Unzuverlässigkeit dieser kleinen Barometer ist, wie in Kap. 39 gezeigt wird, aber auch bei den Höhenbestimmungen nicht größer gewesen, als die mancher Aneroide gewöhnlichen Typs mit großen Büchsen.

Die Barometer hatten folgende Nummern 2739, im folgenden mit α bezeichnet, 3428 mit γ und 3429 mit β bezeichnet.

Das Barometer α war bereits bei der Grenzregulierungs-Expedition benutzt worden und wir glaubten, daß es dabei etwas gelitten hätte, sodaß wir die beiden andern als Ersatz nachschicken ließen. Schließlich wurden seine Angaben indessen so unsicher, daß ich es am 3. Januar 1900 öffnete, um es mit neuem Öl zu versehen. Da es sich bei dieser Gelegenheit im Innern vollständig verrostet gezeigt hatte und die Ölung auch keine Verbesserung herbeiführte, so wurde es vom 8. Februar ab überhaupt nicht mehr abgelesen. Indessen mit Unrecht, denn bei der Bearbeitung der Ergebnisse hat sich gezeigt, daß die anscheinende Unzuverlässigkeit nur von einer Änderung der Teilungs-Korrektion herrührte, die sich bei der Reduktion der Stände unschwer hätte berücksichtigen lassen, und daß α gerade das zuverlässigste der drei Instrumente gewesen ist.

Das Barometer β wurde am 28. Februar 1900 bei der Ankunft im Lager beschädigt vorgefunden. Das Deckelglas war eingeschlagen und die Thermometerkugel abgebrochen. Nachdem die Glassplitter entfernt waren, hat das Barometer in gleicher Weise wie vorher funktioniert, es scheint also durch

den heftigen Stoß oder Schlag, den es bekommen haben muß, selbst nicht gelitten zu haben.

Von den drei Barometern hatte nur α eine Temperatur-Kompensation, es war auch das einzige, das vor der Ausreise auf der Physikalisch-technischen Reichsanstalt geprüft worden ist; dabei hat sich der Temperatur-Koeffizient als so klein herausgestellt, daß er vollständig vernachlässigt werden kann. Dagegen zeigte es Trägheit und elastische Nachwirkungen. Bei abnehmendem Druck waren seine Angaben durchschnittlich um 2 mm zu hoch mit einer elastischen Nachwirkung, die diese Korrektion nach 15 Stunden auf 1 mm herunterbrachte, bei zunehmendem Druck waren sie um 3 mm zu niedrig; diese Korrektion sank infolge der Nachwirkung nach 15 Stunden auf 2 mm herab, blieb dann aber konstant. Die beiden anderen Instrumente dürften ähnlich unsichere Angaben geliefert haben.

Die Trägheit hat beim Gebrauch der Aneroide nicht immer in gleicher Weise gewirkt. Beim Vergleich mit trigonometrisch bestimmten Höhen (s. Tab. 83) haben sich teilweis ähnliche Werte gezeigt, wie bei der Prüfung in der Reichsanstalt, teilweis war aber nach langdauernden gleichmäßigen An- und Abstiegen ein Trägheitseinfluß überhaupt nicht vorhanden. Er mag in diesen Fällen durch die Erschütterungen, denen die Instrumente beim Marsch dauernd ausgesetzt sind, beseitigt sein. Dieses verschiedene Verhalten machte die Berücksichtigung der Trägheit bei der Berechnung der Höhenmessungen der Expedition unmöglich.

Auf den Pendel-Stationen und, wenn diese weit auseinanderlagen, auch noch in der Zwischenzeit wurden die Stände der Barometer durch Siedepunktsbestimmungen kontrolliert. Die mehrfachen bei verschiedenen Temperaturen auf denselben Stationen vorgenommenen Standbestimmungen ermöglichten es auch, die Temperatur-Koeffizienten (y) der Barometer β und γ zu bestimmen. Für β fand ich aus 34 Ständen auf 11 Stationen den Koeffizienten $y = -0.097 \pm 0.026$ mm für 1^0 Temperaturerhöhung, für γ aus 42 Ständen auf 13 Stationen den Koeffizienten $y = -0.126 \pm 0.013$ mm für 1^0 Temperaturerhöhung. Die mittleren Fehler zeigen, daß die abgeleiteten Korrektionen reell sind; daher wurden alle beobachteten Stände der Barometer mit den angeführten Koeffizienten auf die Temperatur 20^0 reduziert.

Darnach wurden für das kompensierte Barometer α die beobachteten, für β und γ die auf 20^0 reduzierten Standkorrektionen in Figur 40 (Tafel XVI) als Ordinaten aufgetragen und durch gestrichelte Linien miteinander verbunden. Diese Linien stellen gewissermaßen ein umgekehrtes Höhenprofil unseres Weges dar, indem die Standkorrektionen kleiner werden beim Übergang von einer tiefer gelegenen zu einer höheren Station und umgekehrt.

Die dadurch entstehenden Nasen rühren zum Teil von der Trägheit der Barometer her; viele von ihnen sind aber zu groß, um allein dadurch erklärt

werden zu können. Es sind also außerdem auch noch Teilfehler vorhanden gewesen. Diese Teilfehler scheinen auch nicht konstant gewesen zu sein.

Zu ihrer Ermittlung stellte ich die Änderungen der Standkorrektionen ($d\alpha$, $d\beta$ und $d\gamma$) zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Bestimmungen mit den zugehörigen Änderungen des Luftdrucks (db) zusammen, wodurch Tabelle 64 entstand.

Tabelle 64. Änderungen des Luftdrucks und die entsprechenden Änderungen der Standkorrektionen.

Barometer α				Barometer β				Barometer γ					
Febr. 99 bis Sept. 99		Okt. 99 bis Febr. 00		Febr. 99 bis Sept. 99 und Febr. 00 bis Mai 00		Okt. 99 bis Jan. 00		Juni 99 bis 18. März 00				Febr. 99 bis Mai 99	
db	$d\alpha$	db	$d\alpha$	db	$d\beta$	db	$d\beta$	db	$d\gamma$	db	$d\gamma$	db	$d\gamma$
mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
				—110	+1.9			—100	—4.7	+ 10	+2.3	—120	—1.4
				—100	+3.9			—100	—4.9	+ 10	—0.8	— 20	+0.8
—140	—1.1			—100	+0.5			— 80	—3.7	+ 10	—0.1	— 20	—0.9
—120	—0.1			— 90	+1.4			— 60	—1.6	+ 10	+0.4	+120	+1.2
— 60	0.0	—100	—8.2	— 60	+0.1			— 50	—3.4	+ 30	+2.1		
— 40	—2.8	— 50	—3.0	— 40	+2.1	—50	—0.6	— 50	—1.8	+ 30	+1.6		
— 40	—0.7	— 50	—6.1	— 40	+1.1	—50	—0.5	— 50	—2.6	+ 40	+3.2		
— 30	+0.1	— 30	—1.4	— 30	+0.2	—30	—0.8	— 50	—4.3	+ 50	+2.9		
— 20	+0.7	— 20	—1.1	— 30	—0.9	—20	—1.3	— 40	—4.8	+ 50	+3.3	19. März 00 bis Mai 00	
— 20	+1.4	— 10	—0.7	— 20	+0.3	—10	—0.8	— 40	+1.3	+ 50	+1.3		
+ 20	+0.1	+ 10	+1.1	+ 10	—0.7	+10	+0.3	— 30	—1.3	+ 60	+3.3	db	$d\gamma$
+ 30	—0.4	+ 10	+1.3	+ 20	+0.2	+30	+3.4	— 30	—1.2	+ 70	+6.1		
+ 40	+1.7	+ 50	+5.9	+ 20	—0.4	+50	+1.7	— 20	—1.2	+ 70	+5.4	mm	mm
+ 50	—0.4	+ 60	+5.9	+ 30	—1.7	+60	+1.0	— 10	—0.3	+100	+4.6	—100	—4.0
+ 90	+2.8			+ 30	—0.7			— 10	—0.2	+110	+4.1	— 20	—0.6
+150	+1.2			+ 40	+1.1			— 10	—0.3			+ 10	—0.8
				+ 40	—1.3			— 10	—0.5			+ 10	+2.3
				+ 40	—2.2							+ 20	+1.4
				+ 50	—0.1							+ 30	+1.0
				+ 70	—1.1							+ 40	+0.1
				+110	—2.9							+ 40	—0.6

Wenn die Unterschiede $d\alpha$, $d\beta$ und $d\gamma$ allein von der Trägheit der Barometer herrührten, so müßte die Größe der Unterschiede überall nahezu gleich sein. Dies trifft aber nicht zu, sondern die Unterschiede $d\alpha$, $d\beta$, $d\gamma$ wachsen ungefähr proportional zu db. Damit ist das Vorhandensein von Teilungsfehlern bewiesen. Die Beträge der Teilungs-Koeffizienten (z) wurden nach der M. d. kl. Qu. aus den Angaben der Tabelle 64 berechnet und in Tabelle 65 zusammengestellt. Über die beiden zuletzt aufgeführten Barometer siehe Kapitel 39 (S. 182).

Tabelle 65. Teilungs-Koeffizienten (z) der Aneroid-Barometer.

Barometer	Zeit der Gültigkeit	Änderung der Stand-Korrektion des Barometers bei 1mmZunahme der Ablesung. Teilungs-Koeffizient = z	Mittlerer Fehler von z
α	Februar 99 bis September 99	+ 0,009 mm	± 0.004 mm
α	Oktober 99 bis Februar 00	+ 0,095	± 0.007
β	Februar 99 bis September 99	— 0.019	± 0.004
	Februar 00 bis Mai 00		
β	Oktober 99 bis Januar 00	+ 0.028	± 0.009
γ	Februar 99 bis Mai 99	+ 0.011	± 0.004
γ	Juni 99 bis 18. März 00	+ 0.051	± 0.004
γ	19. März 00 bis Mai 00	+ 0.032	± 0.010
Usteri-Reinacher Nr. 3745		+ 0.208	± 0.006
Bohne Nr. 3422		+ 0.010	± 0.004

Die verhältnismäßige Kleinheit der mittleren Fehler zeigt die Reellität der gefundenen Koeffizienten an. Dadurch ist auch nachgewiesen, daß in verschiedenen Perioden verschiedene Koeffizienten angewendet werden müssen, und daß die Teilungsfehler sich fast sprungweise, jedenfalls in kurzer Zeit geändert haben.

Mit diesen Werten von z wurden die auf 20° reduzierten Standkorrektionen wegen Teilungsfehler verbessert, wobei der Teilstrich 550 mm als Anfangspunkt der Teilung mit der Korrektion 0 angenommen wurde. Dann wurden sie wiederum als Ordinaten in Fig. 40 (Taf. XVI) eingetragen. Die Endpunkte wurden durch die ausgezogenen Linien verbunden, die somit die auf 20° und richtige Teilung mit dem Anfangspunkt 550 mm reduzierten Standkorrektionen (x) darstellen. Die Nasen, die bei den gestrichelten Linien so scharf hervortreten, sind teils ganz verschwunden, teils wesentlich kleiner geworden. Sie stellen nunmehr den allein auf Trägheit beruhenden Teil der Unterschiede der Stand-Korrektionen dar.

Unsere Aneroidbeobachtungen sind dementsprechend mit Hilfe der vorstehend abgeleiteten Korrektionsgrößen nach der Formel

$$\text{Luftdr.} = \text{Ables.} + x + y\cdot(T-20^0) + z\cdot(\text{Ables.} + x + y\cdot(T-20^0) - 550\,\text{mm})$$

reduziert worden, wenn T die Temperatur des Instruments bezeichnet.

Die Standkorrektionen haben sich nach Ausweis der Figur 40 nur in den ersten Wochen nach der Ingebrauchnahme der Barometer und nach äußeren Eingriffen stark geändert und sind dann ziemlich konstant geblieben. Trotzdem muß man infolge der sehr unregelmäßig wirkenden Trägheit mit der Möglichkeit von Fehlern bis zu etwa ± 3 mm rechnen, wie die Prüfung der Reichsanstalt ergab und wie Tab. 83 (Kap. 41) bestätigt.

Die im vorhergehenden aus unseren Beobachtungen gezogenen Schlüsse über die Veränderlichkeit der Trägheit und des Teilungsfehlers der Aneroid-Barometer zeigen, wie wenig die Prüfungen der Aneroid-Barometer in der Heimat vor und nach den Expeditionen, womit sich die meisten Reisenden begnügen, vor Fehlern schützen. Ich nehme es daher als einen Vorzug der Höhenmessungen der Pendel-Expedition in Anspruch, daß die Instrumental-Konstanten aus den Beobachtungen während der Reise selbst abgeleitet sind.

Die Lufttemperatur wurde im allgemeinen bei jeder Barometerablesung mit dem Schleuderthermometer ermittelt oder geschätzt, wenn die Verhältnisse eine sichere Schätzung erlaubten. Das Schleudern während des Marsches auf den schmalen Negerpfaden, zu dem wir gezwungen waren, um nicht durch jede Höhenbestimmung wenigstens 5 kostbare Minuten zu verlieren, hat, ganz abgesehen von der großen Unbequemlichkeit, einigen Thermometern das Leben gekostet, indem sie an Baumzweige oder starke Grashalme anstießen und zersplitterten. Aßmannsche Aspirationsthermometer wären uns bei diesen Gelegenheiten von großem Nutzen gewesen, da man sie auch während des Marsches bequem und ohne Gefahr für das Instrument in Gang setzen und ablesen kann. Leider hatte man der Pendel-Expedition, da topographische Aufnahmen nicht zu ihren Aufgaben gehörten, keine solchen Thermometer mitgegeben. Die Schwierigkeit der Temperaturmessung mit dem Schleuderthermometer während des Marsches hat uns vielfach von Höhenbestimmungen abgehalten; hätten wir Aspirationsthermometer zur Verfügung gehabt, so hätten wir wahrscheinlich die drei- bis vierfache Anzahl von Höhenmessungen nach Hause gebracht.

39. Siedethermometer und Aneroide von Fülleborn und Götze.

Außer den von der Pendel-Expedition gemachten Höhenbeobachtungen sind mir noch diejenigen von Herrn Stabsarzt Dr. Fülleborn und dem verstorbenen Botaniker Götze, soweit sie sich auf die Njassa-Länder beziehen, zur Berechnung überlassen worden. Obwohl die von ihnen benutzten Siede-Thermometer bei der Prüfung auf der Reichsanstalt keine nennenswerten Fehler gezeigt hatten und das Thermometer von Götze bei einem direkten von mir ausgeführten Vergleich mit den Thermometern der Pendel-Expedition genau übereinstimmte, so verlangen die von den beiden Beobachtern abgelesenen Luftdrucke doch kleine Korrektionen, wie der Vergleich der aus ihren Messungen hervorgehenden Höhenzahlen mit den durch Triangulation (s. Kap. 40) oder durch die Siedepunkts-Bestimmungen der Pendel-Expedition gefundenen Höhen ergibt. Tabelle 66 enthält diese Vergleiche.

Das Gewicht $^1/_2$ in Spalte 8 bedeutet, daß die richtige Höhe auf Aneroidbeobachtungen der Pendel-Expedition beruht, also unsicher ist, oder daß das Götzesche Siedethermometer nicht direkt, sondern durch Vermittlung der

Tabelle 66. Korrektionen der Siedepunktsbestimmungen von Fülleborn und Götze.

1 Station	2 Datum	3 Uhrzeit	4 beobachtete Höhe	5 richtige Höhe	6 Korrektion der Höhe	7 Korrektion der Ablesung der Siedethermometer	8 Gewicht
Fülleborn: Siedethermometer Fueß 129 und 177							
Djaülanda	98 September 21	6.7a	1862 m	1861 m	— 1 m	+ 0.1 mm	1
Kangaliaduma	99 Januar 14	8.0a	2136	2122	—14	+ 1.0	1/2
Likenge	99 Mai 7	7.1a	1806	1791	—15	+ 1.1	1
Beja	99 Juni 4	9.0a	2867	2832	—35	+ 2.3	1
Wentzel-See	99 September 22	0.1p	2075	2069	— 6	+ 0.4	1/2
Rungwe	99 Oktober 26	4.8p	2972	2977	+ 5	— 0.3	1
Götze: Siedethermometer Fueß 371							
Glauningsruh	99 April 17	4.0p	1421	1416	— 5	+ 0.4	1/2
Djaülanda	99 April 18	8.0a	1876	1861	—15	+ 1.1	1
Panika	99 Mai 11	10.0a	1062	1066	+ 4	— 0.3	1/2
Djaluhänje	99 Mai 16	8.0a	2481	2467	—14	+ 0.9	1
Djilulu	99 Mai 19	9.0a	2727	2705	—22	+ 1.4	1
Utengule u. Beja	99 Juni 25	10.0a	1413	1398	—15	+ 1.1	1
Beja	99 Juni 28	9.3a	2854	2832	—22	+ 1.4	1
Utengule u. Beja	99 August 2	2.5p	1416	1398	—18	+ 1.4	1
Rungwe	99 August 13	8.0a	2994	2977	—17	+ 1.1	1
Ssossomala	99 September 9	8.0a	1924	1890	—34	+ 2.4	1/2
Kinjuero	99 September 9	10.3a	2047	1979	—68	+ 4.7	1/2
Wentzel-See	99 September 26	10.5a	2085	2063	—22	+ 1.5	1/2
Rungwe	99 September 28	4.7p	2964	2977	+13	— 0.8	1

Götzeschen Aneroide mit der richtigen Höhe verglichen worden ist, wodurch ebenfalls eine größere Unsicherheit bei dem betreffenden Vergleich entstanden ist. Die Korrektionen in Spalte 7 stimmen so gut überein, daß an der Reellität dieser Korrektionen nicht gezweifelt werden kann. Die Mittelwerte sind

für Fülleborn: $+0.8 \pm 0.4$ mm, für Götze: $+1{,}1 \pm 0.3$ mm.

Da diese Korrektionen, wie schon erwähnt, nicht den Instrumenten zur Last gelegt werden können, so müssen sie durch die Art und Weise wie die beiden Beobachter abgekocht haben, entstanden sein. Wie gewöhnlich ist das Quecksilber nicht hoch genug gestiegen. Der Grund mag in der auch von uns beobachteten Erscheinung des Klebens des Quecksilbers beim ersten Kochen zu suchen sein (vgl. S. 39) oder auch in der Furcht vor Überhitzung des Dampfes bestanden haben. Die Beobachtung von Götze vom 28. Juni 99 auf dem Gipfel des Beja bestätigt diese Ansicht. Er hat dort auf meine Veranlassung das Wasser dreimal hintereinander kochen lassen und abgelesen

um $9^h\ 15^m$: 548.1 mm
„ 19 : 549.0
„ 23 : 549.0.

Die beiden letzten Ablesungen hat er dann verworfen, vermutlich weil er den Dampf für überhitzt gehalten hat. Der durch das Kleben verursachte Fehler von 0,9 mm stimmt nahe mit der oben abgeleiteten Korrektion überein.

Die Erscheinung des Klebens des Quecksilberfadens ist später auch von Mohn [1]) und Hecker [2]), allerdings in sehr viel geringerem Maße, beobachtet worden. Sie suchen es durch den Widerstand, den das Quecksilber in der Kapillare durch Reibung erfährt, zu erklären, und haben es dadurch unschädlich gemacht, daß sie die Thermometer fortgesetzt durch leichte Schläge erschüttern. Dieser kleine Kunstgriff sollte in allen Hand- und Lehrbüchern, die von Siedethermometern handeln, erwähnt werden, da das Kleben nach den soeben angeführten Beispielen bei manchen Thermometern einen großen Betrag erreichen und auf die Zuverlässigkeit ihrer Angaben von wesentlichem Einfluß sein kann.

Götze verfügte ferner über die beiden großen Aneroide Usteri-Reinacher Nr. 3745 und Bohne Nr. 3422, deren Stände er sehr häufig durch sein Siedethermometer kontrolliert hat. Da diese Vergleiche in sehr verschiedenen Höhen und verschiedenen Temperaturen ausgeführt sind, so war es möglich, die Instrumentalkonstanten zu bestimmen.

Zunächst wurden die Stand-Korrektionen als konstant angenommen und Temperatur- und Teilungs-Koeffizienten y und z nach der M. d. kl. Qu. aus dem gesamten Material abgeleitet. Die gefundenen Werte von y waren für beide Barometer unmerklich, während die Werte von z bereits in Tabelle 65 (S. 179) mitgeteilt sind. Bemerkenswert ist dabei, daß vor der Ausreise für das Barometer Usteri-Reinacher ein merklicher Temperatur-Koeffizient, aber keine Teilungs-Fehler gefunden worden waren, während sich aus den Beobachtungen der ganz enorme Teilungs-Koeffizient von + 0,2 mm zweifelsfrei nachweisen läßt, ohne dessen Berücksichtigung das Barometer ganz unbrauchbare Angaben liefert. Dies ist ein weiterer Beweis dafür, daß die Prüfung der Aneroide vor und nach der Reise nicht genügt. Viele Sprünge in den Stand-Korrektionen der Aneroide bei früheren Reisen, für die die Bearbeiter keine Erklärung finden konnten, sind daher möglicherweise durch Teilungsfehler entstanden.

Nach Abzug der Teilungsfehler wurden die Stand-Korrektionen x als Ordinaten in Fig. 40 (Taf. XVI) aufgetragen und durch zwanglose Kurven ausgeglichen. Die Abweichungen der Beobachtungen von diesen Kurven verteilen sich wie Tabelle 67 zeigt.

Die mittleren Fehler einer Barometerablesung ergeben sich daraus bei Usteri-Reinacher zu ± 1,5 mm und bei Bohne zu ± 1,2 mm. Aus den größten vorgekommenen Fehlern ± 3,2 mm und ± 2,7 mm ersieht man, daß diese Baro-

---

1) H. Mohn, Das Hypsometer als Luftdruckmesser und seine Anwendung zur Bestimmung der Schwerekorrektion. Videnskabsselskabets Skrifter I Math.-naturv. Kl. 1899 Nr. 2 Christiania 1899 S. 12.

2) O. Hecker, Bestimmung der Schwerkraft auf dem Atlantischen Ozean usw. Veröffentl. d. K. Pr. Geodätischen Instituts, N. F. Nr. 11. Berlin 1903, S. 33.

Tabelle 67. Fehler-Größe und Anzahl der Barometer Usteri-Reinacher und Bohne

Usteri - Reinacher		Bohne	
Grenzen	Anzahl der Fehler	Grenzen	Anzahl der Fehler
0,0 mm und 0,9 mm	25	0,0 mm und 0,9 mm	33
1,0 und 1,9	14	1,0 und 1,9	8
2,0 und 3,2	8	2,0 und 2,7	7

meter trotz der viel größeren Büchse nicht zuverlässiger waren, als die Taschen-Barometer der Pendel-Expedition, bei denen der größte Fehler etwa denselben Betrag hat (s. S. 179).

Die Berechnung des Luftdrucks geschah nach der Gleichung

$$\text{Luftdr.} = \text{Ables.} + x + z \cdot (\text{Ables.} - 550\,\text{mm}),$$

wo z die in Tabelle 65 (S. 179) angegebenen Werte hat und x den Kurven in Fig. 40 (Taf. XVI) entnommen wurde. Die Gleichung weicht von derjenigen für α, β und γ etwas ab.

Für die Beobachtungen von 1899 Febr. 4 bis April 2 sind zwei Standbestimmungen benutzt worden, die folgende Korrektionen für Usteri-Reinacher ergeben haben.

Dabaga 1899 Febr. 11: $x = -54$ mm
Langenburg „ April 2: $x = -53$ mm.

40. Die Berechnung der Höhen aus den Aneroidablesungen, Zusammenstellung der Resultate und ihre Genauigkeit.

Die Höhenberechnung konnte infolge der größeren Instrumentalfehler einfacher ausgeführt werden, als bei den Siedethermometer-Beobachtungen. Es wurden daher nur die hauptsächlichsten Korrektionen berücksichtigt, nämlich die tägliche und die jährliche Isobaren-Korrektion (nach Tabelle 49 und 50 S. 143 und Fig. 26 Taf. XI), die tägliche Temperatur-Reduktion (Tab. 48 S. 143), die Temperaturverbesserung des Jahresmittels (Tab. 52 und 53 S. 145 und 146) und schließlich die Beschickung der Jordanschen Höhentafeln für Ostafrika (Tab. 51 S. 144). Die Messungen in den Njassa-Ländern wurden besonders behandelt und finden sich in Kap. 41. Die übrigen Beobachtungen sind mit ihren Ergebnissen in Tabelle 68 zusammengestellt, deren Spaltenüberschriften nach dem vorhergehenden verständlich sein dürften. Es ist nur zu bemerken, daß S.Th. in Spalte 5 bedeutet, daß die Luftdruck-Messung mit einem Siedethermometer

gemacht ist, und daß in diesen Fällen in Spalte 6 nicht die Ablesung, sondern bereits der wahre Luftdruck zu finden ist.

Die Werte der meteorologischen Elemente an den Basisstationen wurden aus D. ü. m. B. X, XIII und XIV entnommen. Für Januar 1900 wurden die Werte der Elemente in Kwei aus den Terminbeobachtungen[1]) mit Hilfe der mittleren täglichen Gänge interpoliert.

Tabelle 68. Beobachtungen zur barometrischen Höhenbestimmung und daraus berechnete Höhen.

G. = Götze, Gl. = Glauning, K. = Kohlschütter.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Datum 1899	Uhrzeit	Beobachtungsort	Beobachter	Barometer	Ablesung des Barometers	Thermometer am Barometer	Luft-Temperatur	Höhe n. der Basisstation Dares-salam	Kwei	Wahrschein-lichste Höhe	Höhe n. Ba-sisst. Tabora	Endgültiger Mittelwert
								H_D	H_K	H	H_{Tab}	
					mm	°	°	m	m	m	m	m
Febr. 4	Mtg	Lager i. Landschaft Kisinga (Uhehe)	G.	U-R.	639		24.7	1977	1966	1972		
„ 13	8.0a	Einfluß d. Mgagáo-Bachs i. den kl. Ruaha	G.	U-R.	660		16.2	1633	1643	1638		
„ 21	6.0p	Alt-Iringa	G.	U-R.	671		18.0	1401	1409	1405		
„ 22	5.0p	Lager beim Dorfe Weru	G.	U-R.	661		18.2	1551	1554	1552		
„ 23	5.5p	Begesi-Fluß bei Tongo ja Muigunga	G.	U-R.	656		16.7	1626	1643	1634		
„ 24	1.5p	Verlassene Tembe Makombe	G.	U-R.	661		23.5	1578	1586	1582		
„ 25	6.0p	Tembe Tengulinji	G.	U-R.	653		13	1682	1695	1688		
März 6	5.0p	Makeneras Tembe	G.	U-R.	663		18	1509	1503	1506		
„ 7	6.0p	Ldsch. Kihawa Lg. 35°29,6′ Br. — 7°57.2′	G.	U-R.	660		13.6	1569	1578	1574		
„ 8	5.0p	Am Kitemera-Sumpf	G.	U-R.	657		17	1638	1631	1634		
„ 9	6.0p	Dorf Rungemba	G.	U-R.	659		15	1585	1586	1586		
„ 11	2.0p	Dorf Ssawalanu	G.	U-R.	656		19.2	1669	1671	1670		
„ 12	4.0p	Mkewe-Bach bei Tschipera ja Ruaha	G.	U-R.	648		17.2	1787	1787	1787		
„ 13	6.0p	Ruaha (Liguka)-Fluß Lg. 34°59.7′Br.—8°33.9′	G.	U-R.	659		17	1607	1596	1602		
„ 14	6.0p	Mufindi (Mission)	G.	U-R.	650		15.5	1766	1746	1756		
„ 19	6.0p	Ldsch. Mkombuë Lg. 35°4.1′ Br. — 8°46.0′	G.	U-R.	673		16	1390	1376	1383		
„ 20	6.0p	Mdäke-Bach Ldsch. Kanjamenga	G.	U-R.	666		15	1488	1481	1484		
„ 21	3.0p	Lager bei Mutuango	G.	U-R.	656		19.6	1478	1485	1482		
„ 22	4.0p	Hauptdorf des Ngosingosi	G.	U-R.	657		18	1627	1627	1627		
„ 24	7.0p	Lager am Lihogosa-Bach bei Hangalikoni	G.	U-R.	646		14.5	1808	1802	1805		
„ 25	1.0p	Einfl. d. Njándsali-Baches i. d. Hágaffro	G.	U-R.	643		19	1862	1862	1862		
„ 26	7.0p	Tembe Kihawa, Hauptdorf des Mbejera	G.	U-R.	654		14.3	1679	1679	1679		
„ 28	7.0p	Einfluß d. Pale-Baches i. d. Ruhúhu	G.	U-R.	646		15.4	1808	1802	1805		
Juli 4	10.0a	Punguluma-Berg T.P.	G.	S. Th.	581.2		15.7	2336	2333	2334	2348	2341
„ 4	8.5p	Am Mgogwe-Fluß bei Mwelera	G.	B.	657.4	18	15.9	1189	1192	1191	1196	1194
„ 5	8.3a	Busi-Hügel Landschaft Tja-Langwa	G.	B.	654.1	28	19.1	1246	1247	1247	1254	1251
„ 6	9.5a	Tja-Ngauwe-Berg	G.	B.	646.0	26	23.9	1363	1354	1358	1351	1354
„ 8	6.3a	Am Tete-Fluß Lg. 33° 8.6′ Br. — 8° 35.1′	G.	B.	683.2	12	8.4	880	889	885	886	885
„ 8	11.5a	Mbala-pa-Nkanga-Berg	G.	S. Th.	662.8		28.1	1244	1227	1235	1232	1233
„ 8	0.3p	Am Ssongwe-Fluß bei Nkanga	G.	B.	684.0	29	29.0	839	836	837	839	838

1) Diese Beobachtungen sowohl wie die Ablesungen des Thermographen in Kwei vom Februar 1900 sind von Herrn Dr. Heidke gütigst handschriftlich zur Verfügung gestellt worden.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1899					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
Juli 9	9.0a	Tschikúa-See-Becken	G.	B.	686.2	28.7	21.3	836	838	837	835	836
„ 12	2.0p	Am Luika-Fluß Lg 32°56.0′ Br. — 8°19.4′	G.	B.	670.3	29.5	28.8	[1013]	1000	[1006]	994	997
„ 13	11.0a	Ilunga-Berg	G.	U-R.	670.6	20.9	19.9	1528	1523	1525	1522	1517
„ 13	11.0a	„ „	G.	B.	632.7	27.0	19.9	1521	1516	1518	1515	
„ 17	11.3a	Iloma-Berg	G.	S.Th.	635.2		20.1	1562	1568	1565	1579	1572
Okt. 25	6.5a	Dorf Kitate	G.	B.	608.1	18	15.9	1765	1762	1763	1769	1766
„ 26	6.3a	Dorf Ijunga	G.	B.	615.4	15	17.0	1659	1656	1657	1667	1662
„ 29	6.5a	Am Matura-Fluß östl. v. Mbosi	G.	B.	625.6	12	17.0	1510	1515	1513	1527	1512
Nov. 12	5.0p	„ „ „	G.	S.Th.	634.8		22.1	1510	1514	1512	1508	
Okt. 31	6.5a	Nsangamales Dorf am Nakurungura-Bach	G.	B.	630.8	19	17.0	1439	1442	1441	1455	1448
Nov. 1	8.0a	Dorf Wenjera	G.	B.	643.0	21	18.4	1287	1294	1291	1301	1296
„ 1	6.0p	Dorf Tungwa am Mbowu-Fluß	G.	S.Th.	672.8		21.4	1009	1015	1012	1028	1020
„ 3	6.0a	Dorf Ilengo am Niamba-Fluß	G.	B.	676.4	24	20.8	866	877	872	874	873
„ 6	4.8p	Dorf Ngongo (Kalungu) am Niamba-Fluß	G.	S.Th.	686.7		33.1	857	844	850	841	845
Juni 11	0.3p	Malonde-Quellen (Gräfin Bose-Thermen)	Gl.	β	679.4		25.6	1134	1148	1141	1136	1121
„ 11	0.3p	„ „	Gl.	γ	663.6		25.6	1113	1127	1120	1115	
„ 22	4.5p	„ „	G.	B.	660.2	30.0	23.8	1122	1115	1118	1113	
„ 11	7.0p	Malemas Dorf Wanga	Gl.	S.Th.	677.6		18.0	1024	1028	1026	1022	1024
„ 12	1.5p	Nasienge-Höhlen	Gl.	β	674.7	30.5	25.9	1189	1193	1191	1180	1178
„ 12	1.5p	„ „	Gl.	γ	658.9	30.5	25.9	1179	1183	1181	1170	
„ 21	5.1p	Itaüla am Ssongwe-Njambane	Gl.	β	676.0	21.7	16.2	[1090]	1104	[1097]	1101	1092
„ 21	5.1p	„ „ „	Gl.	γ	660.9	21.7	16.2	[1089]	1103	[1096]	1100	
„ 21	4.0p	„ „ „	G.	B.	663.8	17.7	16.2	[1064]	1080	[1072]	1076	
„ 28	10.2a	Neu-Utengule in Ussangu	Gl.	γ	667.6	23.0	19.4	1057	1062	1060	1055	1057
„ 30	0.2p	Oberer Rand des Tagano-Abfalls	Gl.	γ	597.4	21.6	17.1	2032	2031	2031	2041	2036
„ 30	4.8p	Dorf Mwembera	Gl.	S.Th.	600.4		14.4	2043	2036	2039	2042	2041
Juli 1	1.0p	Übergang über d. Ssansissi-Fluß	Gl.	γ	639.7	28.9	24.4	1445	1439	1442	1434	1438
„ 1	4.1p	Dorf i. Ldsch. Pama Lg. 33°25.6′ Br.—8°44.3′	Gl.	γ	633.0	27.6	22.6	1524	1515	1519	1520	1520
„ 2	5.2p	Lihango, Hauptdorf des Häuptlings Sumba	Gl.	γ	670.9	28.2	25.3	1012	1009	1010	1010	1006
„ 3	6.8a	„ „ „ „ „	Gl.	γ	671.9	21.5	17.4	1000	1007	1004	1000	
„ 5	6.0p	„ „ „ „ „	G.	B.	671.2	27	25.1	1008	1005	1006	1009	
„ 3	5.5p	Dorf Masoko am Sira-Fluß	Gl.	γ	677.5	27.9	23.0	927	928	928	917	923
„ 4	6.3p	Mssawi am Ssongwe-Njambane	Gl.	γ	680.2	24.9	24.3	873	872	872	873	873
„ 5	7.5p	Maschanira am Ssongwe-Njambane	Gl.	γ	684.1	27.3	23.4	847	846	846	849	848
„ 6	8.2p	Gajaminsos Dorf Iwungu, Hauptdorf von	Gl.	S.Th.	695.2		19.2	818	828	823	822	826
„ 26	5.0p	Wungu	G.	S.Th.	691.3		24.2	838	845	842	834	
„ 9	7.3a	Kipindi	Gl.	γ	686.7	20.4	18.2	813	821	817	821	821
„ 14	2.3p	„	G.	S.Th.	691.9		28.8	822	818	820	812	
„ 13	7.5p	Rukwa-Seeufer Lg. 32°49.2′ Br. —8°29.8′	Gl.	γ	684.9	26.3	22.4	829	824	826	818	819
„ 14	7.5p	Manda am Tschambua-Fluß	Gl.	γ	682.0	19.9	16.0	845	858	851	856	854
„ 15	8.8p	Ngongo am Niamba-Fluß	Gl.	γ	682.9	25.1	22.3	868	859	863	859	861
„ 16	6.9p	Ssänga in Uwanda	Gl.	γ	685.0	23.4	18.9	813	828	821	820	821
„ 17	8.7p	Ikonongo „	Gl.	S.Th.	693.5		21.3	816	815	815	817	821

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1899								H_D	H_K	H	H_{Tab}	Mittel
					mm	°	°	m	m	m	m	m
Juli 25	5.6p	Sumbwanga am Momba-Fluß	Gl.	γ	677.7	32.7	27.8	[928]	914	[921]	912	913
August 4	5.2p	Mtumbis Dorf Kapenta	Gl.	γ	679.0	32.0	27.0	889	886	887	888	888
„ 5	7.8a	Berg Lg. 32° 5.9′ Br. — 8°24.2′	Gl.	γ	616.2	21.4	19.0	1752	1759	1756	1765	1761
„ 6	9.5a	Mtundumike-Berg Lg. 31°59.2′ Br.—8°24.3′	Gl.	γ	618.7	24.3	21.0	1748	1737	1742	1746	1744
„ 9	8.3a	Pande-Berg	Gl.	γ	612.0	16.1	13.5	[1790]	1808	[1799]	1817	1812
„ 9	11.3a	Dorf Kitindi am Itindi-Fluß	Gl.	γ	615.0	23.3	19.0	1772	1776	1774	1786	1780
„ 9	5.8p	Lager am Mkassi-Bach	Gl.	γ	597.0	16.7	16.2	1971	1971	1971	1983	1977
„ 10	9.6a	Mämia-Berg, höchster Punkt des Tschingambo-Bruchrandes	Gl	S.Th.	586.6		15.5	2234	2247	2241	2260	2250
„ 10	6.8p	Ssakalilo	Gl.	γ	680.2	28.5	24.0	871	870	870	875	873
„ 12	6.2a	Faktorei Msjia am Msofuë	Gl.	γ	682.8	19.0	17.0	823	836	830	841	831
„ 12	10.6a	Alter Seeboden des Rukwa-Sees zwischen	Gl.	γ	685.0	32.0	28.1	805	821	813	811	819
„ 12	0.1p	Msjia und Kamba	Gl.	γ	683 8	34.0	29.6	813	826	820	815	
„ 12	7.3p	Ngärus Dorf, Hauptort v. Kamba	Gl.	γ	681.4	25.3	21 2	836	845	841	843	831
„ 31	6.4p	„ „ „ „	Gl.	γ	680.9	31.6	27.0	849	832	840	825	
„ 13	4.8p	Dorf Pankolo	Gl.	γ	667.8	32.8	27.8	1025	1031	1028	1028	1028
„ 14	6 9p	Uleia, Hauptdorf des Mamsanja	Gl.	γ	682.1	28.9	24.5	843	846	845	838	831
Juli 17	6.0p	„ „ „ „	G.	S.Th.	691.5		21.8	821	833	827	835	
August 18	8.9p	Kundi, Hauptdorf des Mläwa	Gl.	γ	648.2	22.7	20.0	1311	1302	1306	1296	1301
„ 19	6.8a	Kiwingwa-Höhenzug	Gl.	γ	634.5	17.6	15.5	1471	1475	1473	1485	1479
„ 29	9.2a	Plateau am Lälo-Berge	Gl.	γ	633.1	25.6	22.5	1509	1515	1512	1503	1507
„ 29	4.7p	Dorf Kiwanga Ldsch. Gomba	Gl.	γ	646.9	31.3	26.3	1389	1377	1383	1381	1383
„ 29	7.1p	„ „ „	Gl.	S.Th.	647.3		18.0	1389	1386	1387	1380	
„ 30	9.3a	Tembe Limisua	Gl.	γ	657.6	28.1	24.9	1181	1180	1180	1175	1177
„ 30	5.9p	Tembe Sarakata, Landschaft Tunda	Gl.	γ	653.0	29.3	24.5	1214	1203	1208	1199	1203
„ 31	9.4a	Verlassenes Dorf am Kala-Berg	Gl.	γ	661.0	28.2	25.0	1127	1129	1128	1125	1126
Sept. 2	9.3a	Ninga-Berg Lg. 31°51.8′ Br. — 7°56 3′	Gl.	γ	608.3	23.3	20.2	1853	1856	1855	1860	1858
„ 2	6.3p	Dorf a. Wauwensusi-B.L.31°51.5′B. – 7°57.7′	Gl.	S.Th.	605.3		15.2	1946	1941	1943	1953	1948
„ 3	8.4a	Hügel a. Wuma-Fluß L. 31°47.6′ B.— 7°59.2′	Gl.	γ	594.0	19.6	17.0	2054	2050	2052	2070	2061
„ 3	6.1p	Ssumbawanga (Ober-Ufipa)	Gl.	γ	608.5	23.7	19.0	1815	1814	1814	1822	1812
„ 4	5.5a	„	Gl.	γ	608.8	10.0	8.0	1790	1799	1795	1815	
„ 5	11.4a	Am Kasungu-Fluß Lg.31°29.1′ Br. —8° 9.7′	Gl.	γ	616.7	27.7	23.4	1747	1738	1742	1738	1740
„ 5	9.0p	Dorf Namlangwa	Gl.	γ	615.8	19.9	17.2	1728	1716	1722	1717	1719
„ 6	9.8p	Nondos Dorf	Gl.	S.Th.	636.5		17.9	[1549]	1535	[1542]	1533	1534
„ 7	10.2a	Am Kawa-Fluß Lg. 31°14.0′ Br. —8°29.2′	Gl.	γ	654.0	29.8	26.1	1198	1195	1196	1199	1198
„ 24	9.0a	Oberer Plateaurand westlich von Moliro	Gl.	γ	667.5	30.2	27.2	1040	1034	1037	1035	1036
„ 24	10.2a	Auf dem Plateau westlich von Moliro	Gl.	γ	657.6	32.1	28.4	1179	1160	1169	1170	1170
„ 24	11.6a	„ „ „ „	Gl.	γ	645.3	34.7	30.4	1346	1333	1339	1336	1337
„ 24	6.5p	Dorf Manda	Gl.	γ	645.5	27.2	22.6	1301	1292	1296	1293	1294
„ 27	3.5p	Am Kita-Fluß	Gl.	γ	679.6	39.4	34.5	867	854	860	848	854
Okt. 20	5.6p	Höchster Punkt der Halbinsel Kigoma	K.	β	692.5	30.5	27.0	870	862	866	857	861
„ 27	5.5a	Übergang der Karawanenstraße über den	K.	α	705.6		18.9	804	806	805	806	800
„ 27	5.5a	Luitsche	K.	β	700.0	20.9	18.9	781	783	782	782	
„ 27	5.4a	„ „ „ „ „	Gl.	γ	683.1	20.9	18 9	794	796	795	796	
„ 27	7.7a	Terrasse des Plateaurandes	K.	α	699.2		21.7	908	903	905	902	902
„ 27	7.7a	„ „ „	K.	β	692.5	24.8	21.7	901	896	898	896	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1899					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
Oktbr. 27	7.8a	Halt 7^{48}—7^{51}	Gl.	γ	674.2	23.3	21.0	931	930	930	926	928
„ 27	7.9a	Erster Plateaurand im Einschnitt	K.	α	697.6		21.7	930	928	929	924	925
„ 27	7.9a	von Udjidji	K.	β	690.5	24.3	21.7	924	922	923	919	
„ 27	10.6a	Zweiter Plateaurand im Einschnitt von Udjidji	Gl.	γ	669.5	24.0	20.1	984	[997]	[991]	986	985
„ 27	7.3p	Lager am Nguro-Bach	K.	α	689.6		20.7	1015	1011	1013	1002	1000
„ 27	7.3p	„ „	K.	β	682.2	24.0	20.7	1007	1003	1005	994	
„ 27	8.8p	„ „	Gl.	γ	667.0	22.9	20.1	1012	1011	1011	997	
„ 28	5.8a	„ „	K.	α	691.9		19.3	997	998	998	992	
„ 28	5.8a	„ „	K.	β	684.0	21.2	19.3	996	997	997	993	
„ 29	5.8a	Lager am Masungwe-Fluß	K.	α	685.5		17.1	1072	1079	1076	1082	1078
„ 29	5.8a	„ „	K.	β	678.0	19.4	17.1	1065	1072	1069	1076	
„ 29	5.8a	„ „	Gl.	γ	662.0	19.2	17.2	1073	1077	1075	1081	
„ 29	9.2a	Am Lugufu-Fluß	K.	α	686.8		26.7	1073	1061	1067	1067	1068
„ 29	9.2a	„ „	K.	β	679.9	26.6	26.7	1075	1063	1069	1070	
Nov. 2	9.9a	Mlola-Hügel	K.	α	677.0		24.9	1208	1212	1210	1208	1213
„ 2	9.9a	„	K.	β	668.4	28.4	24.9	1229	1233	1231	1229	
„ 2	11.7a	Ivosia, Hauptdorf des Mtau	K.	α	688.4		25.0	1032	1043	1038	1037	1040
„ 2	11.7a	„ „	K.	β	680.5	25.1	25.0	1047	1058	1053	1052	
„ 3	5.9a	Askariposten am Rudschugi	K.	α	689.1		19.1	1028	1030	1029	1032	1034
„ 3	5.9a	„ „	K.	β	681.3	21.0	19.1	1028	1030	1029	1032	
„ 3	5.7a	„ „	Gl.	γ	665.3	21.6	19.6	1037	1041	1039	1041	
„ 3	8.3a	Kassanssa-Hügel	K.	α	680.7		25.2	1165	1152	1158	1156	1158
„ 3	8.3a	„	K.	β	672.3	21.0	25.2	1171	1158	1164	1161	
„ 3	9.9a	Westlicher Plateau-Rand am Ru-	K.	α	689.0		23.9	1034	1035	1035	1036	1039
„ 3	9.9a	dschugi-Tale	K.	β	681.5	27.5	23.9	1048	1049	1049	1050	
„ 3	10.6a	Rudschugi am Übergang d. Karawanenstr.	K.	α	692.2		28.0	992	984	988	988	990
„ 3	10.6a	„ „	K.	β	685.3	30.5	28.0	1004	996	1000	1000	
„ 3	10.8a	Östlicher Plateau-Rand a. Rudschugi-Tale	K.	α	688.9		27.3	1032	1030	1031	1031	1034
„ 3	10.8a	„ „	K.	β	681.7	31.4	27.3	1048	1046	1047	1048	
„ 3	7.2p	Beim Dorf Fumuë, Landschaft Ujange	Gl.	γ	660.3	26.0	21.8	1089	1090	1090	1085	1082
„ 4	5.7a	„ „	K.	α	685.0		19.0	1077	1081	1079	1079	
„ 4	5.7a	„ „	K.	β	676.8	21.9	19.0	1082	1086	1084	1084	
„ 6	6.0p	Kifungo, vorspringende Ecke des Pla-	K.	α	678.0		22.0	1151				1151 [1]
„ 6	6.0p	teaus südlich des Mlagarassi	K.	β	670.4	27.0	22.0	1153				
„ 9	6.2p	Beim Dorf Ssungawura, Ldsch. Mguruka	K.	α	681.3		22.0	1092	1099	1096	1093	1094
„ 9	6.2p	„ „ „	K.	β	673.6	26.9	22.0	1097	1104	1101	1098	
„ 9	6.1p	„ „ „	Gl.	γ	658.4	26.8	22.0	1096	1106	1101	1098	
„ 10	5.8a	„ „ „	K.	α	684.0		17.6	1082	1085	1084	1093	
„ 10	5.8a	„ „ „	K.	β	676.7	21.8	17.6	1074	1077	1076	1085	
„ 10	5.7a	„ „ „	Gl.	γ	661.0	21.8	17.6	1076	1082	1079	1090	
„ 10	8.0a	Am Fuß des Kawona-Hügels	K.	α	683.7		22.2	1100	1094	1097	1101	1101
„ 10	8.0a	„ „	K.	β	676.1	24.3	22.2	1100	1094	1097	1101	

1) Mit der Pendel-Station Ugaga als Basisstation berechnet.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1899					mm	°	°	H_D m	H_E m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
Novbr. 10	8.8a	Kawona-Hügel	K.	α	679.6		23.1	1158	1154	1156	1159	1160
„ 10	8.8a	„	K.	β	671.7	26.0	23.1	1163	1159	1161	1164	
„ 10	10.6a	Dorf Isunula	K.	α	683.3		26.7	1098	1095	1096	1099	1101
„ 10	10.6a	„ „	K.	β	675.7	29.5	26.7	1108	1105	1106	1110	
„ 10	9.6p	Beim Dorf Jhumbuile zum Land des	K.	α	684.4		18.3	1062	1076	1069	1073	1069
„ 10	9.6p	Häuptlings Mkajalla gehörig	K.	β	677.5	22.8	18.3	1052	1066	1059	1063	
„ 10	9.4p	„ „ „	Gl.	γ	661.6	22.8	18.3	1058	1074	1066	1070	
„ 11	6.2a	„ „ „	K.	α	683.8		18.8	1056	1065	1061	1067	
„ 11	6.2a	„ „ „	K.	β	676.4	19.3	18.8	1046	1055	1051	1057	
„ 11	6.1a	„ „ „	Gl.	γ	663.1	20.0	18.0	1054	1066	1060	1067	
„ 11	9.7p	Beim Dorfe Msinga, Hauptdorf des	K.	α	683.8		22.0	1086	1087	1087	1079	1079
„ 11	9.7p	Häuptlings Mkajalla	K.	β	676.4	24.0	22.0	1084	1085	1085	1076	
„ 11	9.4p	„ „ „	Gl.	γ	660.8	24.6	22.0	1090	1091	1091	1084	
„ 12	6.3a	„ „ „	K.	α	685.5		18.9	1080	1082	1081	1080	
„ 12	6.3a	„ „ „	K.	β	678.4	20.0	18.9	1067	1069	1068	1067	
„ 12	6.1a	„ „ „	Gl.	γ	662.4	20.9	18.9	1078	1082	1080	1081	
„ 17	6.4p	Lager in der Landschaft Usagusi	Gl.	γ	660.7	27.1	22.6	1097	1099	1098	1097	1089
„ 18	5.8a	„ „ „	K.	α	684.8		18.6	1083	1088	1086	1086	
„ 18	5.8a	„ „ „	K.	β	677.5	22.3	18.6	1079	1084	1082	1082	
„ 18	9.3p	Bei Rasthaus und Dorf Senegesia	K.	α	681.7		20.1	1121	1127	1124	1120	1117
„ 18	9.3p	„ „	K.	β	674.3	24.8	20.1	1121	1127	1124	1120	
„ 19	6.4a	„ „	K.	α	682.5		19.4	1115	1123	1119	1114	
„ 19	6.4a	„ „	K.	β	675.4	22.9	19.4	1110	1118	1114	1109	
„ 19	5.4a	„ „	Gl.	γ	659.0	21.5	19.5	1119	1126	1123	1121	
„ 19	7.4p	Bei Rasthaus und Dorf Tambiliso	K.	α	677.0		21.9	1173	1176	1175	1168	1164
„ 19	7.4p	„ „	K.	β	670.0	28.5	21.9	1171	1174	1173	1165	
„ 19	7.3p	„ „	Gl.	γ	655.0	28.5	21.9	1165	1169	1167	1160	
„ 20	5.5a	„ „	K.	α	678.1		21.1	1180	1166	1173	1165	
„ 20	5.5a	„ „	K.	β	670.6	25.2	21.1	1180	1166	1173	1165	
„ 20	5.4a	„ „	Gl.	γ	655.7	25.5	21.5	1174	1160	1167	1159	
„ 20	7.2a	Beim Dorfe Kwa Dudu, Ldsch. Maviti	K.	α	679.4		25.2	1171	1155	1163	1157	1158
„ 20	7.2a	„ „ „	K.	β	672.4	27.0	25.2	1170	1154	1162	1156	
„ 20	7.0a	„ „ „	Gl.	γ	657.0	27.3	25.2	1178	1159	1168	1160	
„ 20	10.1a	Am Fuß des Maramba-Hügels	K.	α	679.0		29.5	1176	1167	1171	1164	1166
„ 20	10.1a	„ „	K.	β	672.0	33.1	29.5	1185	1176	1180	1173	
„ 20	11.9a	Sattel des Singiwe-Hügels	Gl.	γ	654.4	36.4	32.0	1218	1208	1213	1196	1196
„ 20	0.4p	Maramba-Hügel	K.	α	671.8		30.5	1264	1256	1260	1245	1246
„ 20	0.4p	„ „	K.	β	665.0	35.0	30.5	1266	1258	1262	1248	
„ 20	2.4p	[Halt 2^{23}—2^{25}] In der Senke	K.	α	675.6		33.4	1195	1177	1186	1175	1177
„ 20	2.4p	„ „	K.	β	668.8	37.0	33.4	1207	1189	1198	1187	
„ 20	6.3p	Beim Dorf Gauge oder Kwa Kapongo	Gl.	γ	652.6	29.0	24.4	1204	1203	1203	1204	1190
„ 21	5.6a	„ „ „	K.	α	677.6		18.4	1182	1172	1177	1183	
„ 21	5.6a	„ „ „	K.	β	669.3	21.0	18.4	1186	1176	1181	1187	
„ 21	5.7a	„ „ „	Gl.	γ	654.2	20.3	18.3	1186	1181	1183	1184	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1899					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
Novbr. 21	9.9a	Migwenguë-Berg	K.	α	668.7		25.3	1318	1322	1320	1314	1313
„ 21	9.9a	„ „	K.	β	661.4	28.1	25.3	1313	1317	1315	1309	
Dezbr. 11	5.9a	Lager am Kasime-Hügel	K.	α	675.1		17.7	1212	1212	1212		1211
„ 11	5.9a	„ „	K.	β	667.3	19.3	17.7	1198	1198	1198		
„ 11	5.8a	„ „	Gl.	γ	651.7	19.7	17.7	1216	1217	1217		
„ 11	9.4a	Usaga-Hügel	K.	α	668.2		23.7	1313	1303	1306		1303
„ 11	9.4a	„	K.	β	661.2	26.9	23.7	1298	1288	1291		
„ 11	11.0a	Verlassene Tembe, Landschaft Jansaga	K.	α	674.3		27.0	1220	1221	1222		1229
„ 11	11.0a	„ „	K.	β	666.4	28.0	27.0	1224	1225	1226		
„ 11	10.9a	„ „	Gl.	γ	651.3	28.0	27.0	1241	1242	1243		
„ 12	6.9a	Issississia, verlassene Häuptlingstembe	K.	α	673.9		22.2	1231	1232	1233		1233
„ 12	6.9a	der Landschaft Ujui	K.	β	666.2	24.3	22.2	1224	1225	1226		
„ 12	6.7a	„ „ „	Gl.	γ	650.8	24.3	22.2	1236	1235	1236		
„ 13	6.5a	Bei Kiholile, Haupttembe der Land-	K.	α	670.3		18.0	1252	1261	1257		1255
„ 13	6.5a	schaft Ndala	K.	β	662.6	20.0	18.0	1237	1246	1242		
„ 13	6.3a	„ „ „	Gl.	γ	647.0	20.0	18.0	1251	1260	1256		
„ 13	8.5a	Am Wasserloch Wuita	K.	α	673.1		22.1	1226	1236	1231		1230
„ 13	8.5a	„ „	K.	β	665.4	24.8	22.1	1222	1232	1227		
„ 14	6.4a	Lager an der Grenze der Landschaften	K.	α	672.3		18.2	1237	1239	1238		1236
„ 14	6.4a	Ndala und Tambarale	K.	β	664.7	20.0	18.2	1224	1226	1225		
„ 14	6.2a	„ „ „	Gl.	γ	649.0	20.2	18.2	1235	1237	1236		
„ 14	7.0a	Flache Anhöhe	K.	α	670.0		19.2	1269	1281	1275		1272
„ 14	7.0a	„	K.	β	662.5	21.2	19.2	1254	1266	1260		
„ 14	9.6a	Fuß der Schwelle am Njansowe-Bach	Gl.	γ	651.2	27.3	24.0	1219	1234	1227		
„ 18	6.3p	Bei Lolanguru, Hauptdorf der Land-	Gl.	γ	655.6	27.3	25.3	1122	1125	1124		1117
„ 18	9.5p	schaft Njambiu	K.	α	679.5		23.7	1125	1118	1121		
„ 18	9.5p	„ „ „	K.	β	672.4	27.3	23.7	1129	1122	1125		
„ 18	9.5p	„ „ „	K.	γ	657.0	27.3	23.7	1131	1124	1127		
„ 19	5.9a	„ „ „	K.	α	680.7		20.1	1115	1107	1111		
„ 19	5.9a	„ „ „	K.	β	673.8	21.8	20.1	1107	1099	1103		
„ 19	5.8a	„ „ „	Gl.	γ	658.0	22.1	20.1	1116	1108	1112		
„ 22	6.7p	Bei Iwolero, Häuptlingstembe der	Gl.	γ	654.9	28.5	24.0	1164	1151	1157		1157
„ 23	6.4a	Landschaft Urugu	K.	α	678.7		20.1	1159	1152	1155		
„ 23	6.4a	„ „ „	K.	β	671.7	22.0	20.1	1157	1150	1153		
„ 23	5.7a	„ „ „	Gl.	γ	655.6	22 0	19.1	1175	1168	1171		
„ 23	7.8a	Am Kalobora-Bach	K.	α	676.6		24.7	1201	1187	1194		1194
„ 23	7.8a	„ „	K.	β	669.7	25.4	24.7	1202	1188	1195		
„ 23	7.9a	Uschora, Haupttembe d. Ldsch. Uschora	Gl.	γ	653.9	24.7	24.0	1208	1197	1202		
„ 23	9.6a	Sattel des Uschora-Steilabfalls	K.	α	667.6		27.0	1324	1318	1321		1323
„ 23	9.6a	„ „	K.	β	660.2	30.2	27.0	1333	1327	1330		
„ 23	10.0a	Höhe hinter dem Sattel	Gl.	γ	638.2	29.7	26.1	1420	1419	1419		

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1899 u. 1900					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{rab} m	Mittel m
Dezbr. 23	10.8a	Plateauhöhe	K.	α	658.8		25.4	1439	1440	1440		1440
„ 23	10.8a	„	K.	β	651.5	29.4	25.4	1439	1440	1440		
„ 23	0.2p	Übergang über der Ikulusi-Fluß	K.	α	662.0		28.2	1387	1381	1384		1384
„ 23	0.2p	„ „	K.	β	655.2	32.7	28.2	1388	1382	1385		
„ 23	11.9a	„ „	Gl.	γ	640.6	32.6	28.2	1388	1381	1384		
„ 23	9.8p	Bei der Tembe Makituru, Ldsch. Ussule	Gl.	γ	636.7	23.0	21.0	1431	1426	1428		1421
„ 24	5.6a	„ „	K.	α	660.0		17.6	1420	1420	1420		
„ 24	5.6a	„ „	K.	β	652.5	19.5	17.6	1406	1406	1406		
„ 24	5.3a	„ „	Gl.	γ	637.0	19.5	17.6	1416	1417	1417		
„ 24	0.4p	Am Kisamamba-Fluß	Gl.	γ	638.8	33.1	28.6	1409	1408	1408		
„ 24	6.6p	Lager in der Landschaft Kinjangiri	Gl.	γ	641.1	30.7	26.1	1370	1361	1365		1351
„ 25	6.0a	„ „	K.	α	664.6		19.3	1348	1345	1346		
„ 25	6.0a	„ „	K.	β	657.5	21.3	19.3	1340	1337	1338		
„ 25	6.0a	„ „	Gl.	γ	642.4	21.3	19.3	1346	1343	1344		
„ 29	10.1a	Abhang der Mdonkoro-Berge	Gl.	γ	634.4	30.9	27.3	1472	1470	1471		
„ 29	10.8a	Am Jangombe-Fluß	K.	α	656.7		28.6	1455	1451	1453		1457
„ 29	10.8a	„	K.	β	649.4	33.0	28.6	1474	1470	1472		
„ 29	0.3p	Auf der Höhe, Landschaft Ijambi,	K.	α	647.5		28.8	1579	1572	1575		1577
„ 29	0.3p	Iramba-Plateau	K.	β	640.0	31.4	28.8	1591	1584	1587		
„ 29	8.7p	Lager in der Gemarkung Kisommasomma,	K.	α	645.4		23.3	1602	1587	1594		1588
„ 29	8.7p	Landschaft Ijambi, Iramba-Plateau	K.	β	637.8	25.1	23.3	1601	1586	1593		
„ 29	8.8p	„ „	Gl.	γ	623.5	25.2	23 3	1597	1583	1590		
„ 30	6.1a	„ „	K.	α	647.0		15.6	1592	1582	1587		
„ 30	6.1a	„ „	K.	β	639.0	17.2	15.6	1582	1572	1577		
„ 30	6.1a	„ „	Gl.	γ	624.2	17.6	15.6	1587	1579	1583		
„ 30	0.1p	Am Msanga-Fluß	K.	α	651.4		27.2	1516	1515	1515		1520 [1]
„ 30	0.1p	„	K.	β	641.8	31.6	27.2	1564	1563	1563		
„ 30	1.2p	Issanssu Plateaurand nördlich vom	K.	α	645.5		27.8	1594	1585	1589		1594
„ 30	1.2p	Msanga-Fluß	K.	β	635.3	29.3	27.8	1641	1632	1636		
„ 30	6.1p	Lager in der Gemarkung Utali auf dem	Gl.	γ	624.9	27.8	23.3	1579	1569	1574		1572 [1]
„ 31	6.8a	Issanssu-Plateau	K.	α	648.5		18.7	1574	1566	1570		
„ 31	6.8a	„ „	K.	β	638.3	21.9	18.7	1608	1600	1604		
„ 31	6.8a	„ „	Gl.	γ	626.0	20 8	18.7	1572	1565	1568		
„ 31	9.1a	Lager am Wamkumi-Fluß in der Ge-	K.	α	663.0		23.6	1355	1366	1361		1361
„ 31	9.1a	markung Tumbili	K.	β	653.6	24.6	23.6	1359	1370	1365		
„ 31	9.1a	„ „	Gl.	γ	641.0	26 6	23.6	1355	1370	1363		
Januar 1	6.1a	„ „	K.	β	652.3	20.9	18.5	1353	1355	1354		
„ 1	6.1a	„ „	Gl.	γ	638.8	20.5	18.5	1361	1364	1363		
„ 1	11.7a	Am Wendasiku (Shibiti-Msanga)-Fluß	K.	β	667.2	29.3	25 0	1166	1179	1173		
„ 1	10.2p	Lager am Mamküne-(Mikuki)-Fluß	K.	S.Th.	670.8		18.7	1069	1068	1068		1068
„ 2	6.6a	„	K.	β	675.4	21.3	19 0	1067	1067	1067		
„ 2	6.5a	„	Gl.	γ	661.6	21.1	19.0	1072	1074	1073		

1) β geringeres Gewicht als nach Tabelle 70, da α und γ gut zusammenstimmen.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1900					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
Januar 2	10.2a	Niarasa-Salzwüste (früherer Boden des	K.	β	679.0	26.0	18.0	1011	1026	1019		
„ 2	10.2a	Ejassi-Sees)	Gl.	γ	666.1	25.6	17.6	1009	1027	1018		1022
„ 2	1.5p	„ „	K.	β	677.0	26.3	25.5	1023	1028	1026		
„ 2	1.5p	„ „	Gl.	γ	663.8	26.3	25.5	1021	1032	1027		
„ 2	8.2p	Am Limbita-Fluß, am Fuß des Steil-	K.	β	676 0	21.9	21.1	1029	1021	1025		
„ 2	8.2p	abfalls nordwestlich der Niarasa	Gl.	γ	663.0	21.9	21.1	1027	1019	1023		1030
„ 3	6.8a	„ „	K.	β	677.5	20.8	20.2	1034	1040	1037		
„ 3	6.8a	„ „	Gl.	γ	664 0	20.8	20.2	1034	1040	1037		
„ 3	11.8a	Sattel bei Sseuto njuki	K.	β	673.4	27.0	23.9	1086	1096	1091		
„ 3	2.5p	Am Emanjarudia-Fluß, am Fuß des	K.	β	672.7	31.9	28.8	1084	1082	1083		
„ 3	8.0p	Steilabfalls nordwestlich der Niarasa	K.	β	673.6	26.2	23.6	1070	1068	1069		
„ 3	8.0p	„ „	Gl.	γ	660.7	27.1	23.6	1066	1064	1065		1070
„ 4	6.5a	„ „	K.	β	675.1	22.3	20.7	1069	1064	1066		
„ 4	6.5a	„ „	Gl.	γ	662.0	22.7	20.7	1062	1058	1060		
„ 4	10.0p	Am Migunga-Fluß	K.	α	666.1		23.4	1051	1047	1049		
„ 4	10.0p	„	K.	β	675.5	26.4	23.4	1060	1056	1058		1052
„ 5	7.1p	Lager am Muëmbe-Fluß, am Fuß des	Gl.	S.Th.	665.5		26.0	1123	1124	1124		
„ 6	6.7a	Steilabfalls nordwestlich der Niarasa	K.	α	664.4		20.7	1120	1117	1118		
„ 6	6.7a	„ „	K.	β	673.2	22.0	20.7	1118	1115	1116		1124
„ 6	6.7a	„ „	Gl.	γ	659.0	22.8	20.7	1125	1123	1124		
„ 6	7.9a	Zweite Terrasse des Steilabfalls am Nordrande der Niarasa	K.	β	656.0	26.0	23.6	1351	1349	1350		
„ 6	8.2a	Vorspringender Grat des Abfalls am	K.	β	646.0	25.4	19.5	1477	1486	1482		
„ 6	8.2a	Nordrande der Niarasa	Gl.	γ	633.4	25.0	19.5	1469	1478	1474		1477
„ 6	9.4a	Dritte Terrasse des Steilabfalls am	K.	β	637.6	28.2	21.0	1599	1609	1604		
„ 6	9.4a	Nordrande der Niarasa	Gl.	γ	625.2	28.2	21.0	1589	1603	1596		1599
„ 6	1.1p	Rand des Plateaus nördlich der Niarasa	K.	β	623.9	24.2	19.7	1759	1773	1766		
„ 6	1.0p	„ „	Gl.	γ	612.0	24.3	19.7	1749	1762	1756		1759
„ 6	9.2p	Lager auf dem Plateau am Fuß des	Gl.	α	619.5		18.0	1770	1760	1765		
„ 6	9.2p	Donjo Ndorobbo	Gl.	β	624.5	20.6	18.0	1764	1754	1759		
„ 6	9.2p	„ „	Gl.	γ	612.5	20.6	18.0	1761	1751	1756		1759
„ 7	6.4a	„ „	Gl.	γ	612.6	17.4	15.4	1767	1751	1759		
„ 12	3.9p	Höchster erreichter Punkt am Abhang	K.	β	570.1	21.1	15.0	2504	2510	2507		
„ 12	3.9p	des Donjo Ndorobbo	Gl.	γ	564.8	21.1	15.0	2401	2407	2404		2456 [1]
„ 12	9.9p	Lager am Abhang des Donjo Ndorobbo	K.	α	577.9		12.7	2387	2384	2385		
„ 12	9.9p	„ „	K.	β	579.6	14.4	12.7	2397	2394	2395		
„ 12	9.9p	„ „	Gl.	γ	572 2	14.4	12.7	2330	2320	2325		2371 [1]
„ 13	7.0a	„ „	K.	α	578.0		13.4	2387	2385	2386		
„ 13	7.0a	„ „	K.	β	579.5	14.2	13.4	2403	2401	2402		
„ 13	7.0a	„ „	Gl.	γ	571.8	14.2	13.4	2338	2332	2335		
„ 13	8.6a	Im Kessel zw. Donjo Ndorobbo u. Lerobi	K.	β	590.0	18.4	15.9	2249	2241	2245		
„ 13	1.5p	Am Ngelei (Ngalei)-Fluß	K.	β	646.4	27.8	26.0	1423	1429	1426		
„ 13	1.5p	„ „	Gl.	γ	634.0	26.7	25.0	1419	1425	1422		1423

1) γ geringeres Gewicht als nach Tab. 70, da α und β gut zusammenstimmen.

1 1900	2	3	4	5	6 mm	7 °	8 °	9 H_D m	10 H_K m	11 H m	12 H_{Tab} m	13 Mittel m
Januar 13	10.2p	Lager am Rubussale-Fluß	K.	α	661.6		22.4	1115	1111	1113		
„ 13	10.2p	„	K.	β	671.8	23.9	22.4	1107	1103	1105		
„ 13	10.2p	„	Gl.	γ	658.3	24.8	22.4	1104	1101	1102		1097
„ 14	7.1a	„	K.	α	663.3		21.6	1097	1095	1096		
„ 14	7.1a	„	K.	β	673.7	22.4	21.6	1089	1087	1088		
„ 14	7.1a	„	Gl.	γ	660.0	23.1	21.0	1086	1083	1084		
„ 16	8.3p	Lager a. Levivuko (Kitete, Ngavoro)-Fluß	K.	α	662.9		26.0	1095	1079	1087		
„ 16	8.3p	„ „	K.	β	671.4	28.9	26.0	1122	1106	1114		
„ 16	8.3p	„ „	Gl.	γ	658.2	29.2	26.0	1111	1098	1104		1098
„ 17	6.5a	„ „	K.	α	663.8		20.6	1091	1085	1088		
„ 17	6.5a	„ „	K.	β	672.0	20.9	20.6	1106	1100	1103		
„ 17	6.5a	„ „	Gl.	γ	669.8	20.9	20.5	1096	1090	1093		
„ 17	1.6p	Am Ngavoro-Fluß	Gl.	γ	650.8	36.4	31.7	1220	1208	1214		
„ 17	2.3p	Abhang östlich vom Ngavoro-Fluß	K.	β	662.6	35.8	31.7	1242	1227	1234		
„ 17	2.8p	Terrasse südlich des Neirubu	Gl.	γ	641.0	34.9	30.1	1341	1331	1336		
„ 17	3.7p	„ „	K.	β	653.0	33.0	28.5	1355	1345	1350		1341
„ 17	9.5p	Lager an einem versumpften Nebenfluß	K.	α	652.3		20.0	1238	1237	1237		
„ 17	9.5p	des Neirubu	K.	β	659.1	23.9	20.0	1267	1266	1266		
„ 17	9.5p	„ „	Gl.	γ	646.0	23.9	20.0	1260	1258	1259		1255
„ 18	6.6a	„ „	K.	α	652.6		16.5	1248	1246	1247		
„ 18	6.6a	„ „	K.	β	659.1	19.4	16.5	1263	1261	1262		
„ 18	6.6a	„ „	Gl.	γ	646.0	18.5	16.5	1257	1253	1255		
„ 18	7.4a	Auf dem Abhang	Gl.	γ	637.7	22.9	20.7	1389	1378	1383		
„ 18	9.5p	Lager im Wendawasi-Gebirge	Gl.	γ	622.7	21.3	18.8	1583	1579	1581		
„ 19	7.0a	„	K.	α	631.4		16.6	1577	1574	1575		
„ 19	7.0a	„	K.	β	636.4	17.9	16.6	1576	1573	1574		1581
„ 19	7.0a	„	Gl.	γ	623.6	17.8	16.6	1589	1587	1588		
„ 19	8.8p	Lager an der Hindamara-Bergkette	K.	α	616.4		19.0	1786	1783	1784		
„ 19	8.8p	„ „	K.	β	621.6	21.5	19.0	1775	1772	1773		
„ 19	8.8p	„ „	Gl.	γ	609.4	22.1	19.0	1789	1785	1787		1785
„ 20	6.7a	„ „	Gl.	γ	610.0	18.3	16.2	1786	1790	1788		
„ 22	9.8a	Plateau von Iraku	Gl.	γ	605.2	25.8	22.3	1860	1869	1865		
„ 22	1.5p	Plateau von Iraku	K.	α	611.1		24.3	1857	1857	1857		
„ 22	1.5p	„ „	K.	β	616.2	31.2	24.3	1854	1854	1854		1856
„ 22	2.6p	Am Magara-Fluß	K.	α	630.6		25.8	1557	1553	1555		
„ 22	2.6p	„	K.	β	636.6	34.9	25.8	1567	1563	1565		1560
„ 22	9.2p	Köthers Faktorei, Gemarkung Sirunga,	K.	α	625.2		18.7	1659	1650	1654		
„ 22	9.2p	Landschaft Iraku, am Hange gelegen	K.	β	630.5	23.0	18.7	1652	1643	1647		
„ 22	9.0p	„ „ „	Gl.	γ	618.4	23.0	18.7	1663	1655	1659		1655
„ 23	8.5a	Oberer Rand d. Ostafrikanischen Bruches	K.	α	626.8		18.9	1639	1643	1641		
„ 23	8.5a	„ „	K.	β	632.0	24.4	18.9	1639	1643	1641		
„ 23	8.5a	„ „	Gl.	γ	621.0	24.4	18.9	1628	1631	1630		1636
„ 23	9.6a	Am Fuß des Ostafrikanischen Bruches	K.	α	666.5		24.9	1060	1064	1062		
„ 23	9.6a	„ „	K.	β	677.6	28.9	24.9	1026	1030	1028		
„ 23	9.6a	„ „	Gl.	γ	664.0	28.9	24.9	1040	1046	1043		1044

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1900					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
Januar 23	9.1p	Köthers Faktorei, Gemarkung Ubua,	K.	α	670.1		25.4	1007	998	1002		
„ 23	9.1p	Landschaft Umbugwe	K.	β	680.4	27.6	25.4	983	974	978		
„ 23	9.1p	„ „	Gl.	γ	666.6	28.3	25.5	1000	994	997		990
„ 24	6.9a	„ „	K.	α	672.2		22.2	998	981	989		
„ 24	6.9a	„ „	K.	β	682.4	24.2	22.2	987	970	978		
„ 24	6.9a	„ „	Gl.	γ	668.9	24.3	22.2	998	980	989		
Febr. 2	0.9p	Am Rande der Salzwüste, alter Boden	K.	β	680.6	32.1	27.6	960	973	967		
„ 2	0.9p	des Manjara-Sees	Gl.	γ	668.0	36.0	27.6	954	967	961		963 [1]
„ 2	9.9p	Lager an Sinter-Terrassen süd-westlich	K.	α	671.3		21.0	963	969	966		
„ 2	9.9p	vom Ssimangor-Berg	K.	β	682.7	22.8	21.0	937	944	941		
„ 2	9.9p	„ „	Gl.	γ	667.0	23.4	21.0	967	973	970		965
„ 3	6.8a	„ „	K.	α	672.8		16.5	973	978	976		
„ 3	6.8a	„ „	K.	β	684.1	20.3	16.5	940	945	943		
„ 3	9.9p	Lager i. d. Landschaft Siliniande am Fuß	K.	α	666.4		26.7	1051	1040	1045		
„ 3	9.9p	des Ostafrikanischen Bruches, an	K.	β	676.0	28 8	26.7	1052	1041	1046		
„ 3	9.9p	einem abflußlosen Sumpf, der vom	Gl.	γ	662.7	29.1	26.7	1054	1043	1048		
„ 4	6.9a	Dschimu-Bach gespeist wird	K.	α	667.8		23.5	1047	1041	1044		1047
„ 4	6.9a	„ „	K.	β	677.3	25.0	23.5	1047	1041	1044		
„ 4	6.9a	„ „	Gl.	γ	663.6	25.6	23.5	1053	1047	1050		
„ 4	10.1a	Flacher v. Bruchrand ausl. Lava-Rücken	K	β	679.8	34.2	27.5	1009	1024	1017		
„ 4	0.9p	Ecke des Bruchrandes südlich der	K.	α	679.9		31.2	835	835	835		
„ 4	0.9p	Bucht von Engaruka	K.	β	692.4	34.3	31.2	831	831	831		825
„ 4	0.9p	„ „	Gl.	γ	679.2	34.3	31.3	817	817	817		
„ 5	4.6p	Engaruka	Gl.	S. Th.	681.5		28.3	908	898	903		
„ 6	6.6a	„	Gl.	γ	675.2	22.9	20.7	904	904	904		903
„ 6	8.6p	Lager am Sinja-Fluß	K.	S. Th.	687.3		22.4	872	866	869		
„ 7	7.0a	„	Gl.	γ	678.8	22 7	20.5	866	874	870		869
„ 7	9.2p	Lager am Ngare essero	K.	α	692.9		27.4	684	689	687		
„ 7	9.2p	„	K.	β	707.9	28.5	27.4	676	682	679		
„ 7	9.2p	„	Gl.	γ	693.5	30.1	27.4	665	671	668		
„ 8	6.9a	„	Gl.	γ	695.3	28.4	26.3	673	666	669		678 [2]
„ 8	8.2a	„	K	α	694.5		28.1	695	691	693		
„ 8	8.2a	„	K.	β	709.9	29.5	28.1	688	684	686		
„ 8	1.2p	Am Fuß des Ostafrikanischen Bruches,	K.	α	694.0		32.2	648	653	651		
„ 8	1.2p	am Meuník-Bache	K.	β	708.8	35.5	32.2	659	664	662		656
„ 8	2.0p	Erste Terrasse des Bruchrandes	K.	β	700.4	36.2	32.5	761	754	758		
„ 8	9.4p	Lager an einem Nebenflusse des	K.	β	702.5	28.0	25 0	750	746	748		
„ 8	9.4p	Meuník-Baches	Gl.	γ	688.0	27.6	25.0	738	732	735		
„ 9	6.8a	„	K.	β	703.3	24.1	22.3	760	758	759		744
„ 9	6.8a	„	Gl.	γ	689.0	24.1	22.3	744	742	743		
„ 9	8.1a	Salẽ-Steppe am Rande des Ostafri-	Gl.	γ	661.0	30.4	23.6	1121	1123	1122		
„ 9	10.2a	kanischen Bruches	K.	β	673.7	33.4	26.6	1127	1133	1130		1125

1) Vgl. die Höhe von Umbugwe (S. 166). Danach ist die Höhe des damaligen Seespiegels auf 965 ± 10 m zu schätzen.
2) Wahre Höhe = 675 m nach Tab 87, Kap. 42.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1900					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
Febr. 9	9.6p	Am Rumesera-Bach beim Dorfe Salĕ,	K.	β	661.4	20.8	17.9	1230	1246	1238		
„ 9	9.6p	Landschaft Ssonjo	Gl.	γ	648.0	20.6	17.9	1239	1255	1247		1251
„ 10	6.7a	„ „ „	K.	β	661.8	20.6	20.3	1248	1253	1251		
„ 10	6.7a	„ „ „	Gl.	γ	648.4	20.6	20.3	1259	1263	1261		
„ 10	8.6a	Sattel am Rukambarák-Bache	K.	β	654.2	27.3	22.9	1366	1370	1368		1369
„ 10	8.8a	„ „	Gl.	γ	641.7	26.7	23.9	1366	1371	1369		
„ 10	9.4p	Lager beim Dorfe Neitikitikŏ,	K.	β	660.1	22.0	19.0	1264	1263	1263		
„ 10	9.4p	Landschaft Ssonjo	Gl.	γ	646.5	21.6	19.0	1272	1271	1271		1282
„ 17	6.6a	„ „	K.	β	658.7	18.3	16.8	1287	1296	1292		
„ 17	6.6a	„ „	K.	γ	644.7	18.1	16.8	1294	1303	1299		
„ 12	3.3p	Bei dem Wandorobbo-Lager Manjáta	K.	β	628.2	25.3	21.7	1663	1667	1665		
„ 12	10.0p	auf der Terrasse des Abfalls der	K.	β	628.5	21.2	17.1	1681	1673	1677		
„ 12	9.8p	Ndassekera zum Salĕ-Graben	Gl.	γ	615.5	19.6	17.1	1706	1698	1702		1686
„ 13	6.9a	„ „	K.	β	628.9	15.9	14.3	1662	1668	1665		
„ 13	6.9a	„ „	Gl.	γ	615.9	16.4	14.3	1689	1693	1691		
„ 16	10.5a	Rand der Ndassekera vor dem Abfall zum Salĕ-Graben	K.	β	606.3	22.8	19.9	1992	1992	1992		
„ 16	0.2p	Terrasse des Abfalls der Ndassekera zum Salĕ-Graben	K.	β	636.3	24.9	21.1	1564	1585	1575		
„ 16	0.4p	Im tief eingeschnittenen Tale des Juhĕ-Flusses	K.	β	649.7	24.9	24.0	1389	1405	1397		
„ 17	9.4a	Sattel zwischen Neitikitikŏ und Kúră	K.	β	650.0	24.4	21.3	1408	1433	1421		
„ 17	10.1p	Lager am Flusse beim Dorfe Kúră,	K.	β	669.4	21.7	17.6	1150	1165	1158		
„ 17	10.1p	Landschaft Ssonjo	Gl.	γ	655.3	20.0	17.6	1147	1162	1155		
„ 18	6.9a	„ „	K.	β	669.7	18.9	16.8	1148	1165	1157		1157
„ 18	6.8a	„ „	Gl.	γ	655.5	18.9	16.8	1149	1165	1157		
„ 18	8.0a	Rand der Salĕ am Fuß der Ndassekera	K.	β	664.6	26.2	23.8	1238	1245	1242		
„ 18	10.4a	Sattel zwischen Donjo Ssambu und dem Abfall der Ndassekera	K.	β	656.5	28.9	23.7	1335	1351	1343		
„ 18	10.7a	Zwischen Sattel u. Ostafrikan. Bruch	Gl.	γ	644.9	29.4	25.4	1317	1328	1323		
„ 18	10.0p	Wandorobbo-Dorf Matángoneini,	K.	β	689.5	25.3	23.4	907	922	915		
„ 18	10.0p	Landschaft Ngurumán	Gl.	γ	675.2	25.8	23.4	893	908	901		
„ 19	7.1a	„ „	K.	β	690.9	24.6	22.2	907	920	914		905
„ 19	7.1a	„ „	Gl.	γ	676.3	24.3	22.2	894	908	901		
„ 19	9.5p	Beim Wandorobbo-Dorfe Tulĕsa,	K.	β	671.7	22.0	20.0	1124	1140	1132		
„ 19	9.5p	Landschaft Ngurumán	Gl.	γ	657.5	22.6	20.0	1125	1144	1135		
„ 20	6.8a	„ „	K.	β	672.8	20.3	20.8	1129	1139	1134		1135
„ 20	6.8a	„ „	Gl.	γ	658.8	22.9	20.8	1132	1142	1137		
„ 26	0.2p	Im Tal des Lodungoro-Sees [1]	K.	β	711.3	36.8	34.8	641	639	640		640 [2]
„ 26	8.3p	Lager am Lolmuti-Bache, am Nordwest-	Gl.	γ	693.5	29.6	26.3	674	650	662		
„ 26	8.9p	Fuße des Landorŏdj-Gebirges	K.	S.Th	702.9		26.0	670	650	660		
„ 27	6.3a	„ „	K.	β	710.4	25.0	22.4	670	656	663		661 [3]
„ 27	6.1a	„ „	Gl.	γ	694.3	24.4	22.4	673	657	665		

1) Auf der Karte der deutsch-englischen Kommission zur Regelung der Grenze zwischen Viktoria-See und Kilimandscharo heißt dieser See „Magád", ebenso wie der Natron-See. Da der Name Lodungoro jedoch von den Wandorobbo jener Gegend gebraucht wird, dürfte er ebenso berechtigt sein.

2) Wahre Höhe ist 23 m kleiner (vgl. nächste Anmerkung).

3) Wahre Höhe = 638 m nach Tab. 87 (Kap. 42).

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1900					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
Febr. 27	10.0p	Lager am Südost-Fuße des Landorŏdj-	K.	β	700.7	25.0	21.1	762	774	768		
„ 27	9.8p	Gebirges	Gl.	γ	684.6	23.6	21.1	773	785	779		777
„ 28	6.2a	„ „	K.	β	701.0	26 9	19.9	779	779	779		
„ 28	5.9a	„ „	Gl.	γ	685.3	21.1	19.1	776	777	777		
„ 28	11.9a	Wasserloch auf der ersten Terrasse des Matabatŭ-Gebirges	Gl.	γ	660.6	32.1	27.7	1106	1127	1117		
„ 28	8.2p	Lager am West-Fuß des Matabatŭ-	Gl.	γ	652.5	22.3	19.0	1202	1203	1203		
März 1	6.2a	Gebirges	K.	β	676.4	22.3	20.3	1224	1225	1225		1213
„ 1	6.3a	„ „	Gl.	γ	653.0	22.3	20.3	1220	1221	1221		
„ 1	7.8a	Sattel zw. Vorbergend. Matabatŭ-Gebirges	K.	β	662.0	23.0	20.7	1419	1419	1419		
„ 1	1.5p	Trockenes Bachbett, Westabhang des Matabatŭ-Gebirges	K.	β	660.0	28.1	23.5	1414	1430	1422		
„ 4	9.9a	Sattel a. Ostabhang d. Matabatŭ-Gebirges	K.	γ	611.9	25.9	22.3	1806	1805	1805		
„ 4	3.1p	Trockenes Bachbett, Ostabhang des Matabatŭ-Gebirges	K.	γ	614.5	25.3	24.7	1739	1731	1735		
„ 4	9.2p	Lager am Ostfuß des Matabatŭ-Gebirges	K.	β	642.0	20.4	17.7	1570	1573	1572		
„ 4	9.2p	„ „	Gl.	γ	626.5	20.4	17.7	1563	1565	1564		1566
„ 5	6.5a	„ „	K.	β	642.7	18.4	16.4	1569	1569	1569		
„ 5	6.5a	„ „	Gl.	γ	627.2	18.4	16.4	1562	1564	1563		
„ 5	9.1p	Lager am Nordfuße des Longido-Berges	K.	β	656.5	22.8	20.1	1343	1337	1340		
„ 5	9.2p	„ „	Gl.	γ	643.4	22.8	20.1	1332	1330	1331		1334
„ 6	6.0a	„ „	K.	β	657.0	21.0	19.0	1347	1333	1340		
„ 6	6.0a	„ „	Gl.	γ	643.6	21.0	19.0	1336	1324	1330		
„ 8	9.6p	Lager am Ngare neirobi	Gl.	γ	633.9	19.7	17.3	1451	1450	1450		
„ 9	5.8a	„	Gl.	γ	633.6	14.4	12.4	1438	1446	1442		1446
„ 9	8.3p	Beim Wandorobbo-Dorfe Kilalagwa	K.	β	586.1	20.6	17.4	1386	1384	1385		
„ 9	8.3p	„ „ „	Gl.	γ	638.3	20.6	17.4	1270	1371	1371		1372
„ 10	6.1a	„ „ „	K.	β	587.7	16.0	14.0	1374	1371	1372		
„ 10	8.6p	Lager in der Landschaft Madschame	K.	β	580.3	22.9	19 9	1489	1466	1477		
„ 10	8.6p	„	Gl.	γ	633.2	22.9	19.9	1473	1454	1463		1458
„ 11	5.9a	„	K.	β	581.3	16.6	14.6	1460	1461	1461		
„ 11	5.9a	„	Gl.	γ	634.4	16.7	14.6	1442	1444	1443		
„ 12	5.6a	Farm Kibohöhe der Straußenzucht-	Gl.	γ	654.8	19.5	14.5	1166	1168	1167		
„ 12	5.9a	Gesellschaft	K.	β	601.8	16 9	14.9	1193	1194	1194		1177
„ 12	5.9a	„ „	K.	γ	654.5	20.5	14.9	1173	1175	1174		
„ 12	0.1p	Übergang über den Karangu-Fluß	Gl.	γ	673.2	31.7	27.3	942	946	944		
„ 18	10.0a	Auf dem Wege von Moschi nach Marangu	K.	β	574.7	23.0	19.0	1521	1538	1530		
„ 18	11.9a	Auf dem Wege von Moschi nach Marangu	K.	β	579.5	24.5	20.1	1443	1464	1454		
„ 19	9.2a	Übergang über den Muo-Fluß	K.	β	585.5	23.0	19.9	1405	1417	1411		
„ 19	9.6a	Rücken westlich vom Muo-Fluß	K.	β	572.5	22 3	18.9	1576	1585	1581		

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1900					mm	°	°	H_D m	H_g m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
März 19	11.4a	Übergang über den Nanga-Fluß	K.	β	586.1	23.7	19.4	1387	1404	1396		
„ 22	10.4p	Marago tembo am Weruweru-Fluß	K.	β	637.2	25.6	23.3	741	739	740		
„ 22	10.0p	„ „	Gl.	γ	688.9	25.7	23.3	728	727	727		735
„ 23	6.4a	„ „	K.	β	637.8	24.1	22.1	747	744	745		
„ 23	6.2a	„ „	Gl.	γ	689.2	24.1	22.1	736	734	735		
„ 23	9.6p	Beim Dorfe Sindado, am Weruweru-Fluß,	K.	β	641.2	23.0	20.4	684	702	693		
„ 23	9.4p	Landschaft Aruscha tschini	Gl.	γ	692.0	23.0	20.4	682	700	691		698
„ 24	6.8a	„ „	K.	β	640.9	22.0	20 0	710	705	708		
„ 24	6 6a	„ „	Gl.	γ	692.0	22.5	20 0	704	699	702		
„ 25	6.7a	Übergang über den Kibuletwa-Fluß	K.	β	642.8	22.4	20.3	692	690	691		
„ 25	6.5a	„ „	Gl.	γ	694.0	22.3	20.3	685	683	684		686 [1]
„ 25	9.2p	Lager bei Sseuto neibor am Fuß des	K.	β	619 6	22.0	19.3	951	953	952		
„ 25	9.0p	Letéma-Gebirges	Gl.	γ	671.8	22.0	19 3	945	948	947		
„ 26	6.4a	„ „	K.	β	620.3	21.6	19.6	958	962	960		960
„ 26	6.2a	„ „	Gl.	γ	672.6	21.6	19.6	952	956	954		
„ 31	6.1a	„ „	K.	β	619.4	23.7	21.7	969	966	967		
„ 31	6.2a	„ „	Gl.	γ	671.6	23.7	21.7	973	973	973		
„ 26	8 4a	Oberer Rand des Abfalls des Massai-Plateaus zum Pangani-Graben	K.	β	606.3	22.7	20 1	1139	1143	1141		
„ 31	0.2p	Übergang über den Rufu-(Pangani)-Fluß	K.	β	641.1	33.6	29.2	693	697	695		
„ 31	0.2p	„ „	Gl.	γ	693.0	33.6	29.2	687	693	690		692 [1]
April 1	6.2a	Am njumba ja mawe-Hügel	K.	β	642.3	22.6	20 6	696	688	692		
„ 1	6.1a	„ „	Gl.	γ	693.9	22.6	20.6	694	688	691		691 [1]
„ 3	10.6a	Terrassed. Längshügels i. Pangani-Graben	K.	β	639.0	31.4	27.5	723	730	726		
„ 3	11.8a	Am Fuß des Pare-Gebirges	Gl.	γ	668.0	33.7	29.3	1017	1015	1016		
„ 3	0.6p	Längshügel des Pangani-Grabens	K.	β	627.7	36.0	31.5	852	843	848		
„ 3	1.6p	Erste Ausläufer des Pare-Gebirges	K.	β	620.0	35 2	30.6	950	937	944		
„ 3	2.1p	Trockener Bach	K.	β	619.8	33.5	28.8	947	936	942		
„ 3	3.1p	Am Fuß des Pare-Gebirges	K.	β	612.7	31.7	26.8	1021	1013	1017		
„ 3	3.6p	„ „	K.	β	613.0	30.7	25.8	1015	1010	1013		1015
„ 4	6.6a	Am Wakindu-Bache, Lagerplatz Pare	K.	β	628.2	22.6	20.6	850	836	843		
„ 4	6.4a	ja mabwa	Gl.	γ	679.8	22.6	20.6	849	837	843		843
„ 10	8.2p	Beim Dorfe Gnja, Landschaft Süd-Pare	K.	β	652.1	26.0	22.7	557	548	552		
„ 10	8.2p	„ „	Gl.	γ	703.4	26.0	22.7	547	539	543		
„ 11	6.5a	„ „	K.	β	653 2	22.6	20,5	562	552	557		549
„ 11	6.5a	„ „	Gl.	γ	704.5	22.5	20.5	554	545	550		
„ 14	11.7a	Steppe Mangara zwischen Mkomasi-Fluß und West-Usambara	K.	β	652.8	33.6	29.3	569	578	573		

1) Gemäß des Gefälles des Flusses ist die erste dieser Zahlen etwas zu vergrößern, die zweite und dritte etwas zu verkleinern.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1900					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
April 14	1.7p	Am Mbalu-Fluß am Westfuß von Usambara	K.	β	643.7	32.0	27.3	669	677	673		
„ 14	4.0p	Dorf Kambe am Westabhang v. Usambara	K.	β	615.8	29.1	24.1	1015	1012	1014		
„ 14	6.5p	Dorf Malingo, Landschaft Mbalu,	Gl.	S. Th.	619.8		16.4	1746	1747	1747		
„ 15	6.2a	West-Usambara	Gl.	γ	613.3		15.5	1784	1770	1777 [1]		1750
„ 14	8.6p	Dorf Msitui, Landschaft Mbalu,	K.	β	562.5	18.0	15.0	1700	1700	1700		
„ 15	7.3a	West-Usambara	K.	β	562.0	17.6	15.4	1710	1709	1709		1704
„ 15	8.0a	Auf der Höhe westlich des Djambogo-Flusses	K.	β	552.6	18.1	15.7	1833	1842	1838		1842
„ 15	9.3a	Dorf Nigeu	K.	β	556.2	20.2	17.0	1793	1799	1796		1799
„ 15	10.0a	Am Langui-Fluß	K.	β	559.1	21.6	18.0	1759	1761	1760		1761
„ 15	10.5a	Sattel in der Gemarkung Kidolowei	K.	β	550.0	22.2	18.3	1878	1885	1882		1885
„ 15	0.2p	Am Abhang des Berges Kijälua	K.	β	563.7	24.0	19.6	1686	1694	1690		1694
„ 16	6.8a	Beim Dorfe Muangeu, Gemarkung	K.	β	581.5	17.3	15.2	1444	1446	1445		
„ 16	6.8a	Schäre	Gl.	γ	634.2	17.2	15.2	1464	1466	1465		1459
„ 16	8.4a	Am Abhang des Haschugonje-Berges	Gl.	γ	616.9	20.6	18.0	1720	1716	1718		1716
„ 16	8.8a	Sattel zwischen den Bergen Haschu-	K.	β	557.8	20.9	18.0	1772	1768	1770		
„ 16	8.6a	gonje und Kwalage	Gl.	γ	612.6	20.1	17.3	1775	1773	1774		1771
„ 16	9.9a	Am Abhang des Muga-Berges	Gl.	γ	609.1	23.2	19.6	1836	1829	1832		1829
„ 16	10.4a	Bach in der Gemarkung Siga, Land-schaft Umbugu	K.	β	560.2	23.6	19.8	1740	1737	1738		1737
„ 16	10.8a	Am Abhang des Muga-Berges	K.	β	552.5	24.1	20.0	1847	1842	1844		1842
„ 16	11.2a	Tal Schindo	K.	β	561.2	24.4	20.2	1724	1721	1722		1721
„ 16	1.1p	Am Abhang des Kwelima-Berges	K.	β	550.4	21.2	16.6	1837	1846	1842		1846
„ 16	2.6p	Am Abhang des Kwei-Berges	Gl.	γ	599.6	21.8	17.0	1923	1928	1926		1928
„ 20	11.7a	Oberer Rand des Süd-Abfalls von West-Usambara	K.	β	596.9	28.4	24.1	1262	1267	1265		1267
„ 20	0.1p	Terrasse des Süd-Abfalls von West-Usambara	K.	β	610.7	28.3	23.8	1080	1090	1085		1090
„ 21	9.7p	Bei Kwa Ssigi am Rufu (Pangani)-Fluß	K.	β	672.0	25.5	23.0	325	326	326		
„ 21	9.2p	„ „	Gl.	γ	723.8	25.5	23.0	320	321	321		
„ 22	6.3a	„ „	K.	β	672.1	24.2	22.2	332	334	333		328
„ 22	5.5a	„ „	Gl.	γ	723.6	24.2	22.2	332	333	333		

1) Scheint durch elastische Nachwirkung entstellt zu sein, daher geringeres Gewicht, als nach Tab. 70.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1900					mm	°	°	H_D m	H_K m	H m	H_{Tab} m	Mittel m
April 22	9.6p	Bei Kwa Maromo am Südwest-Fuße	K.	β	675.2	27.7	25.2	291	293	292		296[1]
„ 23	6.6a	von Ost-Usambara	K.	β	676.3	22.0	19.9	295	299	297		
„ 23	7.9a	Dorf Kibutiro am West-Fuße von Ost-Usambara	K.	β	673.6	24.3	21.9	339	350	345		350

Das Argument $(t_{St} - t_{Mn})^m$ zur Entnahme der Korrektionen Q aus den Tabellen 52 und 53 ließ sich wiederum nur unsicher bestimmen. Zu seiner Ermittlung wurden die Temperatur-Beobachtungen aus den Stunden um 8.5a und 7p herum benutzt, die angenähert dem Tagesmittel gleich sind. Aus ihnen wurden unter Berücksichtigung der Höhenunterschiede Mittelwerte für größere Gebiete abgeleitet, bei denen man gleiche klimatologische Bedingungen voraussetzen konnte.

Daß auf diese Weise hinreichend genaue Werte von $(t_{St} - t_{Mn})^m$ gefunden worden sind, zeigt die Übereinstimmung zwischen den auf den Basisstationen Daressalam und Kwei beruhenden Höhen in Spalte 9 und 10 der Tabelle 68. Die Summe der positiven Werte von $H_D - H_K$ ist nämlich 1237, während die Summe der negativen Werte 1305 ist. Der vorhandene Unterschied ist nicht bedeutend (der Durchschnittswert von $H_D - H_K$ beträgt -0.2 m), außerdem wechseln in jedem der größeren Gebiete, die bei Ableitung des Arguments $(t_{St} - t_{Mn})^m$ zusammengefaßt wurden, die positiven und negativen Unterschiede ab, sodaß beträchtliche Fehler in den angenommenen Argumenten nicht vorhanden sein können. Der größere Teil der Differenzen $H_D - H_K$ ist also auf Abweichungen des Luftdrucks oder der Temperatur von ihren normalen Werten an einer der Basisstationen zu schieben. In den paar Fällen, wo sich aus den Beobachtungen zweifelsfrei ersehen ließ, an welcher Station eine derartige aperiodische Abweichung vorhanden gewesen ist, wurde sie verbessert. Die Verteilung und Größe der vorgekommenen Unterschiede zeigt Tabelle 69. Der mittlere Unterschied, berechnet nach Art des mittleren Fehlers, beträgt ± 8.7 m.

Nach dieser Feststellung hatte es keinen Sinn, die Unterschiede nach Gleichung N (S. 139) zu verteilen; der wahrscheinlichste Wert H wurde daher als das arithmetische Mittel von H_D und H_K berechnet.

---

1) Böhler gibt in der Karte von Ost-Usambara (Mitth. a. d. Deutschen Schutzgeb. Bd. 14 Karte 1, S. 40, 1901) die Höhe dieses Ortes zu 375 m an, wonach die Zahl der Pendel-Expedition um 79 m fehlerhaft wäre. Dies ist nur möglich, wenn die Höhe von Mombo, auf der die von mir benutzte Standkorrektion beruht und die nach den Angaben des Herrn Landmessers Lange zu 415 m angenommen worden ist, um nahezu denselben Betrag fehlerhaft ist. Nach dem Verlauf der Höhenschichtlinien in der Böhlerschen Karte und der Höhe von Korogwe scheint mir jedoch der Fehler vielmehr in der Böhlerschen Höhenzahl zu liegen.

Tabelle 69. Größe und Verteilung der Unterschiede der auf verschiedenen Basisstationen beruhenden Höhenwerte.

1	2		3	
Zwischen den Grenzen	liegen Unterschiede			
	$H_D - H_K$		$H - H_{Tab}$	
0 m und 5 m	166	276	78	112
6 „ 10	110		34	
11 „ 15	60		16	
16 „ 20	23	89	7	23
21 „ 25	6		0	
Gesamtzahl	365		135	

Die Differenzen $H - H_{Tab}$, bei denen die Summe der positiven Werte 412, diejenigen der negativen 398 beträgt, sind allein auf Unregelmäßigkeiten der Luftdruckverteilung zurückzuführen. Ihr Maximum, das auch nahezu den größten aus dieser Quelle hervorgehenden Fehler vereinzelter barometrischer Höhenmessungen bezeichnet, beträgt 20 m. Die Verteilung der vorgekommenen Differenzen $H - H_{Tab}$ zeigt Tabelle 69. Der mittlere Unterschied, der ein Maß für die mittlere aperiodische Schwankung des Luftdrucks abgibt, ist ± 7.6 m dies entspricht etwa ± 0.6 mm Luftdruckschwankung.

Für diejenigen Orte, die in der Nähe einer der Basisstationen liegen, ist die mit dieser berechnete Höhe als definitiver Wert angenommen worden, sonst wurde das Mittel aus Spalte 11 und 12 oder wenn H_{Tab} fehlte, die Höhe H als solcher angenommen. Stimmte einer der Werte H_D oder H_K mit H_{Tab} gut überein, während der andere von jenen beiden um mehr als 10 m verschieden war, so wurde bei diesem eine so starke aperiodische Abweichung des Luftdrucks, daß sie den Ausschluß rechtfertigte, als erwiesen angesehen. Die betreffenden Werte sind in Tabelle 68 eingeklammert und bei der Mittelbildung nicht benutzt worden.

Größere Fehler, als durch klimatische Unregelmäßigkeiten sind jedoch infolge der Trägheit und der elastischen Nachwirkungen der Aneroide vorgekommen. Beispiele dafür sind in Tabelle 68 die Beobachtungen von Februar 10 9.4 p und Februar 17 6.6 a sowie von März 25 9.2 p und März 31 6.1 a, die an denselben Orten, jedoch einmal beim Aufstieg, das anderemal beim Abstieg, gemacht worden sind und schließlich die Beobachtung von April 15 6.2 a, bei der eine starke Nachwirkung angenommen werden muß. Weitere Beispiele siehe Tabelle 83 (S. 213).

Ein Überblick über die Differenzen der aus den drei Aneroiden α, β und γ berechneten Höhen derselben Orte machte es wahrscheinlich, daß den Baro-

metern verschiedene Zuverlässigkeit zugeschrieben werden muß. Deshalb wurden die mittleren Differenzen $\mu_{\alpha-\beta}$, $\mu_{\beta-\gamma}$ und $\mu_{\gamma-\alpha}$ abgeleitet und daraus die mittleren Fehler der drei Barometer nach den Formeln:

$$\Sigma = {}^1/_2\,(\mu^2_{\alpha-\beta} + \mu^2_{\beta-\gamma} + \mu^2_{\gamma-\alpha})$$

$$\mu_\alpha = \sqrt{\Sigma - \mu^2_{\beta-\gamma}}, \quad \mu_\beta = \sqrt{\Sigma - \mu^2_{\gamma-\alpha}}, \quad \mu_\gamma = \sqrt{\Sigma - \mu^2_{\alpha-\beta}}$$

berechnet. Die Zeiten vor und nach 1900 Januar 1 mußten getrennt behandelt werden, da durch das Eindringen von Wasser und den dadurch verursachten Eingriff das Barometer α sich von diesem Zeitpunkt an weniger zuverlässig zeigte. Die Resultate sind in Tabelle 70 enthalten, in der die für die beiden

Tabelle 70. Mittlere Fehler und Gewichte der Aneroide.

1	2 α	3 β	4 γ	5 Ust.-Rein.	6 Bohne	7 S.Th.
Vor 00 Jan. 1 mittl. Fehler	± 4.0m	± 8.2m	± 5.3m	± 1.5mm	± 1.2mm	
Gewicht	1/2	1/8	1/4	1/8	1/4	1
Nach 00 Jan. 1 mittl. Fehler	± 11.6m	± 11.4m	± 6.6m			
Gewicht	1/8	1/8	1/4			1

Götzeschen Barometer auf S. 182 gefundenen Zahlen ebenfalls aufgenommen sind. Das in Spalte 7 stehende Gewicht für Siedethermometer-Beobachtungen ist willkürlich angenommen worden.

Die Tabelle lehrt, daß es ungerechtfertigt war, das Barometer α im letzten Teil der Expedition nicht mehr zu benutzen. Die großen, bei den Vergleichen mit den Siedethermometern gefundenen Standänderungen, die mich zu dem Ausschluß veranlaßt hatten, sind allein der Änderung der Teilungs-Korrektion zuzuschreiben.

Mit den Gewichten der Tabelle 70 wurden die in Spalte 13 der Tabelle 68 und in Spalte 12 der Tab. 84 (S. 214) stehenden endgültigen Mittelwerte berechnet. Die Abweichungen der Beobachtungen von diesen Mitteln setzen sich aus klimatischen Fehlern und Fehlern der Trägheit der Aneroide zusammen; sie enthalten diese letzteren Fehler aber nicht vollständig, da die Trägheit die Aneroide an demselben Orte vielfach in demselben Sinne beeinflußt haben dürfte. Dies zeigt sich auch in dem sehr seltenen Vorkommen großer Fehler (nach den Tabellen 69 und 83 liegt der größte mögliche Fehler bei 60 m). Da indessen die bei weitem größte Zahl der Fehler 10 m nicht übersteigt, wie die Zusammenstellung der Fehler-Anzahlen in Tabelle 71 zeigt, und alle systematischen Fehler beseitigt sind, so dürften die von uns abgeleiteten Höhen-

zahlen im allgemeinen recht zuverlässige Näherungswerte darstellen, besonders die auf 3 Basisstationen beruhenden.

Tabelle 71. Verteilung der übrigbleibenden Fehler aus Tabelle 68 und 84.

1 Grenzen	2	3	4	5	6
	Fehler-Anzahlen				
	S. Th.	α vor 00 Jan. 1	α nach 00 Jan. 1	β u. U.-Rein.	γ u. Bohne
0 m und 5 m	19 } 24	64 } 76	12 } 18	82 } 130	110 } 156
6 „ 10	5 }	12 }	6 }	48 }	46 }
11 „ 15	0 } 1	2 } 3	6 } 10	33 } 51	24 } 27
16 „ 20	1 }	1 }	4 }	18 }	3 }
21 „ 30	1 } 1	0 } 0	0 } 0	8 } 13	7 } 11
31 „ 52	0 }	0 }	0 }	5 }	4 }
Gesamtzahl	26	79	28	194	194
mittl. Fehler	±4.9 m	±3.9 m	±9.5 m	±9.6 m	±7.1 m

In Tabelle 68 sind eine Anzahl von Beobachtungen enthalten, die an den Ufern des Rukwa-Sees angestellt sind. Sie sind in Tabelle 72 besonders zusammengestellt, nachdem sie mit den geschätzten Höhen der Beobachtungs-

Tabelle 72. Meereshöhe des Spiegels des Rukwa-Sees.

1 Tageszeit	2 Datum 1899	3 Beobachtungsort	4 Beobachter	5 Barometer	6 Beob. H_D m	7 Kurve—Beob. v_D m	8 Beob. H_K m	9 Kurve—Beob. v_K m	10 Beob. H_{Tab} m	11 Kurve—Beob. v_{Tab} m
6.2a	Aug. 12	Faktorei Msjia am Msofuë	Gl.	γ	796	0	812	— 6	817	—11
7.3a	Juli 9	Kipindi	Gl.	γ	799	— 1	810	+ 1	810	0
10.6a	Aug. 12	Alter Seeboden zw. Msjia u. Kamba	Gl.	γ	811	+ 7	824	+ 5	816	+ 9
0.1p	„ 12	„ „	Gl.	γ	825	+ 1	831	0	824	+ 3
2.3p	Juli 14	Kipindi	G.	S. Th.	829	— 2	821	+10	816	+10
5.0p	„ 26	Iwungu	G.	S. Th.	833	—12	839	—14	828	— 8
6.0p	„ 17	Uleia	G.	S. Th.	808	+10	821	+ 2	822	— 5
6.4p	Aug. 31	Ngärus Dorf, Hauptort von Kamba	Gl.	γ	836	—19	820	+ 2	811	+ 5
6.9p	Juli 16	Ssänga	Gl.	γ	809	+ 7	825	— 4	815	0
6.9p	Aug. 14	Uleia	Gl.	γ	829	—13	833	—12	823	— 8
7.3p	„ 12	Ngärus Dorf, Hauptort von Kamba	Gl.	γ	821	— 6	832	—12	827	—13
7.5p	Juli 13	Lager am Seeufer	Gl.	γ	826	—11	822	— 3	814	0
8.2p	„ 6	Iwungu	Gl.	S. Th.	807	+ 6	819	— 1	810	+ 3
8.7p	„ 17	Ikonongo	Gl.	S. Th.	809	+ 3	810	+ 8	809	+ 3
			Um 7a		797		809		808	
			2p		827		831		827	
			9p		812		818		812	
			Mittel		812	± 2	819	± 2	816	± 2

stellen über dem See auf den Seespiegel reduziert sind. Diese Zahlen lassen deutlich eine tägliche Periode erkennen, trotzdem die Beobachtungen sich auf zwei Monate und auf Ortschaften, die rings um den See herum liegen, verteilen. Sie wurden deshalb graphisch ausgeglichen und ergaben Kurven, die denen der Figuren 33–35 (Taf. XV) ähnlich sind. Die Abweichungen der beobachteten Werte von den Kurven sind in den Spalten 7, 9 und 11 der Tab. 72 mitgeteilt. Die Höhen für die drei Terminstunden wurden den Kurven entnommen und gemittelt. Nach Gleichung N (S. 139) ergibt sich $H = 815 \pm 2$ m in guter Übereinstimmung mit H_{Tab}. Jetzt, nachdem der See gestiegen ist und sein früheres Becken wieder ausfüllt, dürfte der Spiegel 4 bis 5 m höher liegen, als im Jahre 1899, sodaß sich ergibt

Höhe des Rukwa-Sees = 820 m.

Den mittleren Fehler einer Höhenbestimmung findet man gleich ± 6 m etwas kleiner als die bisher gefundenen Werte.

Da an den Stationen mit längeren Beobachtungsreihen, die auf Grabensohlen liegen, sich noch Reste der täglichen Periode gezeigt haben, vergl. außer Tab. 72 die Beobachtungen von Utengule, Umbugwe und Guasso nyirŏ Tab. 62 (S. 161), so habe ich auch die Höhen der im Rukwa-Graben und im großen Ostafrikanischen Graben liegenden Orte der Tabelle 68 nach den entsprechenden Kurven verbessert. Die in Spalte 9 bis 13 dieser Tabelle stehenden Werte enthalten bereits diese Korrektion und unterscheiden sich daher auch von den entsprechenden unverbesserten Höhen der Tabelle 72.

Auf den bereits erschienenen Blättern der Karte von Deutsch-Ostafrika in 1 : 300000 sind für eine Anzahl von Orten, die in Tab. 68 enthalten sind, Höhen nach älteren Beobachtungen, besonders von Prince, Engelhardt und Bornhardt, angegeben. Diese Zahlen, die ohne klimatische Korrektionen ermittelt sind, sind fast sämtlich zu groß, einzelne bis zu 100 und 200 m. Sie sind durch die Höhen der Tab. 68 zu ersetzen.

41. Die Berechnung der Höhen in den Njassa-Ländern, Zusammenstellung der Resultate und ihre Genauigkeit.

Bei den Höhenmessungen in der Nähe des Nordendes des Njassa-Sees wurde ein anderes Verfahren als das im vorigen Kapitel beschriebene eingeschlagen, und Langenburg als Basisstation zu Grunde gelegt. Da jedoch nicht von allen Tagen, an denen Höhenbeobachtungen gemacht worden sind, Ablesungen aus Langenburg vorhanden waren, so mußten vielfach mittlere Luftdruckwerte zu Grunde gelegt werden.

Diese habe ich aus den bereits früher mitgeteilten Monatsmitteln [1]) des Luftdrucks mit Hülfe der harmonischen Analyse abgeleitet. In 7 Monaten war

1) Barometerbeobachtungen in Langenburg am Njassa. Mitgeteilt von Dr. E. Kohlschütter. Mitth. a. d. D. Schutzgeb. XVI S. 201. 1903.

das Material ausreichend gewesen, Phase und Amplitude der halbtägigen Welle zu bestimmen. Das Mittel dieser Werte $A_2 = 151^0$ und $a_2 = 1.03$ mm wurde als für Langenburg allgemein gültig angenommen und nunmehr die in Tab. 2 a. a. O. mitgeteilten Mittelwerte an den Terminstunden benutzt, um A_1 und a_1 nach der M. d. kl. Qu. zu berechnen. Dabei fand ich die in Tabelle 73 stehenden Werte.

Tabelle 73. Monatsmittel und harmonische Konstanten der ganztägigen Welle des Luftdrucks in Langenburg.

Monat	Monatsmittel $= \frac{7a + 2p + 9p}{3}$	A_1	a_1
Januar	718.5 mm	— 8°	0.98mm
Februar	17.8	+ 6	1.14
März	18.7	—13	1.06
April	20.3	—13	0.67
Mai	21.8	—17	0.65
Juni	23.6	—32	0.36
Juli	24.0	— 5	0.24
August	24.5	+76	0.72
September	21.9	+36	1.11
Oktober	18.9	— 3	1.21
November	17.2	—16	1.44
Dezember	17.8	+ 2	1.46

Die Zusammensetzung der beiden Wellen nach der harmonischen Formel ergab den in Tabelle 74 dargestellten täglichen Gang des Luftdrucks. An

Tabelle 74. Täglicher Gang des Luftdrucks in Langenburg. Die Korrektion auf Normalschwere (−1.9 mm) ist noch nicht angebracht.

Monat	6a	7a	8a	9a	10a	11a	Mtg.	1p	2p	3p	4p	5p	6p	7p	8p	9p
Januar	719.0	719.5	719.9	720.2	720.1	719.8	719.1	718.4	717.6	717.0	716.6	716.7	717.0	717.5	718.1	718.6mm
Febr.	18.5	18.9	19.3	19.4	19.3	18.8	18.2	17.4	16.6	16.0	15.7	15.8	16 2	16.8	17.4	18.0
März	19.2	19.8	20.3	20.5	20.5	20.1	19.4	18.6	17.9	17.2	16.9	16.3	17.2	17.7	18.2	18.8
April	20.5	21.0	21.5	21.8	21.8	21.5	20.9	20.2	19.6	19.0	18.8	18.8	19.2	19.6	20.2	20.7
Mai	21.9	22.5	23.0	23.3	23.3	23.0	22.5	21.8	21.1	20.6	20.3	20.4	20.7	21.1	21.7	22.1
Juni	23.4	24.0	24.5	24.9	25.0	24.8	24.2	23.7	23.1	22.6	22.4	22.5	22.8	23.3	23.8	24.2
Juli	23.7	24.3	24.8	25.1	25.2	25.0	24.5	23.9	23.4	22.9	22.8	22.9	23.3	23.8	24.3	24.7
Aug.	24.2	24.5	24.8	25.1	25.0	24.8	24.2	23.8	23.3	23.0	23.0	23.3	23.9	24.5	25.2	25.8
Sept.	22 3	22.6	22.9	23.0	22.8	22.4	21.7	21.0	20.3	19.9	19.8	20.0	20.5	21.2	22.0	22.6
Okt.	19.6	20.1	20.5	20.7	20.6	20.2	19.4	18.6	17.8	17.2	16.9	16.9	17.2	17.7	18.3	18.9
Nov.	18.1	18.7	19.1	19.4	19.3	18.8	18.1	17.2	16.3	15.6	15.2	15.1	15.3	15.8	16.3	16.8
Dez.	18.8	19.2	19.6	19.7	19.5	19.0	18.2	17.4	16.5	15.8	15.5	15.5	15.9	16.4	17.1	17.7

denjenigen Tagen, für die aus Langenburg Luftdruck-Beobachtungen vorlagen, diente Tabelle 74 nur zum Interpolieren. An den Tagen, wo Beobachtungen gänzlich fehlten und in der Zeit nach dem 5. Juni, als das Barometer auf der Mission in Ikombe war, mußten die Werte aus Tabelle 74 als der an der Basisstation Langenburg herrschende Luftdruck angenommen werden. Der dadurch entstandene Höhenfehler dürfte 15 m nicht übersteigen, da die größte während eines Jahres überhaupt vorgekommene Abweichung des beobachteten Luftdrucks von den in Tabelle 74 enthaltenen Mittelwerten nur 1,1 mm beträgt (s. a. a. O. Tabelle 1).

Die Temperatur ist nur ausnahmsweise an einigen Tagen auf der Basisstation Langenburg gemessen worden, und es mußte daher meist die mittlere Temperatur des Nordendes des Njassa, wie sie sich aus den in Ikombe angestellten Beobachtungen ergibt, eingesetzt werden. Daß hieraus ein Fehler entstehen könnte, ist nach den Bemerkungen zu Tab. 23 (S. 94) nicht zu befürchten. Auch die zufälligen Abweichungen der Temperatur an einzelnen Tagen dürften erhebliche Beträge nicht erreicht haben, da am Njassa in den mit wenig Ausnahmen allein in Betracht kommenden Monaten April bis Juni die unperiodischen Schwankungen gering sind[1]). Auch nach Tab. 78 ist die Temperatur in dieser Jahreszeit sehr gleichmäßig, und schließlich wird durch Tab. 82 (S. 211) nachgewiesen, daß die Fehler der auf diesen Grundlagen berechneten Höhen tatsächlich verhältnismäßig klein sind.

Aus den vorhandenen Beobachtungen[2]) wurden die Mittelwerte für die drei Termine abgeleitet und die Temperaturen der Zwischenstunden mit Hilfe

Tabelle 75. Täglicher Gang der Luft-Temperatur in Jkombe, auch für Langenburg geltend.

Monat	6a	7a	8a	9a	10a	11a	Mtg.	1p	2p	3p	4p	5p	6p	7p	8p	9p
Januar	22.8°	23.7°	25.0°	26.3°	27.4°	28.2°	28.6°	28.6°	28.3°	27.8°	27.3°	26.7°	26.1°	25.7°	25.4°	25.1°
Februar	22.4	23.0	23.9	25.0	26.0	26.7	27.1	27.1	27.0	26.7	26.1	25.4	24.6	24.2	23.9	23.7
März	22.4	23.5	24.7	26.0	27.1	27.8	28.1	28.1	27.8	27.4	26.8	26.0	25.1	24.6	24.2	24.0
April	21.4	22.1	23.2	24.3	25.5	26.1	26.4	26 3	26.0	25.5	25.0	24.4	23.9	23.6	23.4	23.2
Mai	19.8	20.4	21.3	22.6	23.8	24.6	25.1	25 0	24.9	24.5	24.0	23.4	22.9	22.6	22.4	22.2
Juni	17.6	18.3	19.4	20.9	22.4	23.4	24.0	23.9	23.7	23.3	22.8	22.2	21.6	21.1	20.7	20.4
Juli	16.6	17.2	19.2	21.6	23.4	24.5	24.9	25.0	24.9	24.5	23.8	23.0	22.1	21.3	20.7	20.2
August	17.7	18.7	20.3	22.1	23.7	24.6	25.1	25.2	25.1	24.8	24.4	23.8	23.0	22.2	21.6	21.1
Sept.	18.2	19.1	22.0	25.0	26.8	27.7	28.1	28.0	27.8	27.3	26.7	25.8	25.0	24.2	23.6	23.0
Okt.	21.4	22.6	25.0	27.3	28.7	29.4	29.7	29.6	29.4	29 0	28.5	27.8	27.0	26.4	25.9	25.4
Nov.	22.0	23.7	26.2	28.1	29.1	29.6	29.7	29.6	29.3	29.0	28.5	27.8	27.0	26.2	25.7	25.3
Dez.	22.8	23.7	25.7	27.3	28.4	29.0	29.2	29.2	28.9	28.5	28.0	27.4	26.9	26.4	26.0	25.7

1) Maurer, Zur Klimatologie von Deutsch-Ostafrika Tab. II. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte 1901 Nr. 3, S. 9.

2) März — Juli 1895. Mitth. a. d. D. Schutzgeb. IX S. 253. 1896. Febr. 96 — Dez. 1897. Mitth. a. d. D. Schutzgeb. XII S. 57. 1899. April — September 1898. D. übers. meteorolog. Beobachtungen d. Deutsch. Seewarte XI. S. 265.

einiger zu den Terminbeobachtungen passender mittlerer Temperaturgänge von Daressalam [1]) interpoliert, wodurch die Tabelle 75 entstanden ist.

Betreffs der Feld-Beobachtungen ist zu bemerken, daß ich infolge der bereits erwähnten Schwierigkeiten der Temperatur-Messung auf dem Marsche (S. 180) bei einigen Barometer-Ablesungen die Luft-Temperatur nicht bestimmt habe. Wegen des in diesen Monaten sehr regelmäßigen Temperatur-Ganges hat diese Unterlassung jedoch keinen merklichen Einfluß auf die Zuverlässigkeit der berechneten Höhen, da die fehlenden Angaben aus den einschließenden Beobachtungen sicher interpoliert werden konnten. Zu diesem Zweck wurden die vorhandenen Temperaturmessungen der Pendel-Expedition und vom Botaniker Götze, soweit sie auf die Monate April, Mai und Juni entfielen, nach Tagesstunden und Dezimetern des wahren Luftdrucks zu Gruppen zusammengefaßt und die Gruppenmittel gebildet, wobei 4 Beobachtungen und mehr das Gewicht 1, 3 Beobachtungen das Gewicht $^3/_4$, 2 Beobachtungen das Gewicht $^1/_2$ und 1 Beobachtung das Gewicht $^1/_4$ erhielten. Aus den Gruppenmitteln wurden dann auf graphischem Wege die in Tabelle 76 enthaltenen Mittelwerte abgeleitet. In der letzten Spalte unter *M* steht das nach $^1/_3$ $(7a + 2p + 9p)$ berechnete Tagesmittel. Es hat zur Berechnung der in der ersten Spalte stehenden genäherten mittleren Höhen gedient.

Tabelle 76. Mittlere Temperaturen des April, Mai und Juni im Livingstone-Gebirge.

Genäherte mittl. Höhe m	Wahrer Luftdruck mm	6a	7a	8a	9a	10a	11a	Mtg.	1p	2p	3p	4p	5p	6p	7p	8p	9p	M
482	720	19.6°	20.3°	21.3°	22.6°	23.9°	24.7°	25.2°	25.1°	24.9°	24.4°	23.9°	23.3°	22.8°	22.4°	22.2°	21.9°	22.4°
604	710	19.4	20.0	20.9	22.3	23.6	24.3	24.7	24.6	24.4	23.9	23.5	22.9	22.4	21.9	21.6	21.3	21.9
726	700	19.1	19.7	20.5	21 9	23.1	23.9	24.1	24.0	23.9	23.5	23.0	22.5	21.9	21.4	21.0	20.7	21.4
850	690	18.6	19.2	20.1	21.5	22.6	23.4	23.6	23.5	23.4	22 9	22.5	22.0	21.4	20.9	20.4	20.1	20.9
976	680	18.1	18.7	19.7	20.9	22.1	22.8	23.0	23.0	22.8	22.4	22.0	21.5	20.8	20.3	19.8	19.4	20.3
1104	670	17.5	18.1	19.1	20.4	21.6	22.2	22.4	22.4	22.2	21.8	21.4	20.9	20.2	19.6	19.1	18.7	19.7
1233	660	16.8	17.4	18.4	19.8	21.0	21.6	21.8	21.8	21.5	21.2	20.8	20.3	19.6	18.9	18.4	18.0	19.0
1364	650	16.0	16.6	17.7	19.1	20.3	20.9	21.2	21.1	20.9	20.6	20.2	19.6	18.9	18.2	17.7	17.2	18.3
1496	640	15.2	15.8	16.9	18.4	19.5	20.2	20.5	20.4	20.2	19.9	19.4	18.9	18 1	17.4	16.9	16.4	17.5
1630	630	14.4	14.9	16.1	17.5	18.7	19.5	19.8	19.7	19.5	19.2	18.7	18.0	17.3	16.6	16.0	15.6	16.7
1766	620	13.5	13.9	15.0	16.6	17.9	18.7	19.0	19.0	18.8	18.5	17.8	17.1	16.3	15.6	15.0	14.7	15.8
1902	610	12.5	12.8	13.9	15.5	17.1	18.0	18.3	18.3	18.1	17.6	16.9	16.1	15.3	14 5	14.0	13.7	14.9
2042	600	11.5	11.8	12.8	14.5	16.3	17.2	17.6	17.5	17.3	16.7	16.0	15.1	14.2	13.4	12.9	12.5	13.9
2183	590	10.5	10.7	11.6	13.3	15.4	16.5	16.8	16.7	16.4	15.8	14.9	13.9	13 1	12.2	11.8	11.4	12.8
2326	580	9.2	9.4	10.3	12.1	14.6	15.8	16.1	16.0	15.6	14.9	13.8	12.9	11.9	11.1	10.5	10.2	11.7
2469	570	7.9	8.1	8.9	10.9	13.7	15.0	15.3	15.2	14.7	13.9	12.8	11.8	10.8	9.9	9.3	8.9	10.6
2615	560	6.4	6.6	7.5	9.7	12.8	14.2	14.4	14.2	13.7	12.8	11.7	10.6	9.6	8.6	8.0	7.6	9.3
2763	550	4.9	5.1	6.1	8 4	11.9	13.4	13.6	13.4	12.8	11.7	10.5	9.4	8.3	7.4	6.7	6.2	8.0
2913	540	3.2	3.5	4.7	7.2	11.0	12.7	12.8	12.5	11.7	10.5	9.3	8.1	7.0	6.0	5.4	4.8	6.7

1) D. übers. meteorol. Beobacht. d. Deutsch. Seewarte X. S. 91.

Besonderes Interesse verdient diese Tabelle dadurch, daß sie erkennen läßt, wie sehr die thermische Höhenstufe mit der Tageszeit und der Erhebung im Gebirge wechselt. Einige Beispiele, bei denen diese Größe in der üblichen Weise angegeben ist, enthält Tab. 77. Das Maximum der Gesamt-Abnahme fällt auf 7a und 9p, das Minimum auf 11a. Morgens und abends und vermutlich auch nachts ist die Abnahme in den höheren Gebirgsteilen nahe gleich der adiabatischen Abnahme.

Tabelle 77. Abnahme der Temperatur auf 100 m Erhebung in den Monaten April, Mai und Juni im Livingstone-Gebirge.

Mittlere Höhe	7a	11a	3p	9p	Tagesmittel
500 m	0.21°	0.30°	0.36°	0.48°	0.39°
1000	0.46	0.46	0.44	0.53	0.47
1500	0.66	0.55	0.52	0.63	0.60
2000	0.81	0.54	0.63	0.78	0.72
2500	0.99	0.52	0.74	0.90	0.83
3000	1.13	0.49	0.83	0.97	0.93
mittlere Abnahme	0.69	0.49	0.57	0.70	0.65

Den Anschluß der Mittelwerte der Tabelle 76 an die Beobachtungen läßt die Zusammenstellung in Tabelle 78 beurteilen, die die übrigbleibenden Fehler

Tabelle 78. Abweichungen der Beobachtungen von den Mitteltemperaturen der Tabelle 76. $(R-B)\cdot\sqrt{p}$.

Wahrer Luftdruck mm	6a	7a	8a	9a	10a	11a	Mtg.	1p	2p	3p	4p	5p	6p	7p	8p	9p
720	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°	0.0°
710					+0.2											
700																
690						+1.2				−0.2						
680				−0 2	+0.1	+0.9		0.0	+2.0				+2.3			
670					−0.2	+1.2				−0.4			+0.7			
660								+1.4								
650			+1.8	−0.7	+0.5	+1.6	+0.6	+2.5		−0.1				+2.9	+3.0	+2.5
640			−0.4	−1.4	−0.2	+3.1	+0.3		−2.2	−0.1	−0.5	−1.0	+1.8	+2.5		
630			+1.7	−1.9	−2.2	−1.6		−0.2	−0.2		+1.9	−1.0				+0.2
620	+0.3	−0.4	−0.4	−0.4	−0.6	−0.4		+1.2	0.0	+0.7	+2.0	−1.4	−0.4	+1.4		−0.1
610			−1.9	+0.3	−0.5	+1.0	−1.4	−0.7		−0.9	+1.3	−0.9	−0.9			
600			−1.6	−0.2	+1.2	+0.6	−0.5	+0.9	+2.9		−0.9	0.0	−0.5			
590	−0.2	−0.2	+0.1	−1.3	−0.6	+0.2	−0.9	0.0	+0.5	−1.0	+2.3	+1.2	−2.4			−0.1
580	−0.6	−0.5	+0.6	+0.3	−0.2	+0.7	+0 3	−1.9	−1.9	+0.9		−0.3	−0.5	+1.8	+0.4	
570			−0.7	+0.5			+0.6	−1.6	−0.9	−0.3	−1.1	+0.7	−0.2	+1.6		
560			+0.8	−0.7		+0.6		+1.4	−0.5		+0.6	+0.1	−0.3		+1.0	
550	−0.6	+1.4	−1.6	−3.1	−0.6	−0.2	−0.3	−0.9			+1.6	+0.2			+0.3	
540				+0.2				+0.7		+0.1						

multipliziert mit der Quadratwurzel ihrer Gewichte enthält. Die Abweichungen sind so geringfügig, daß die Zahlen der Tabellen 76 und 77 der Wahrheit recht nahe kommen dürften.

Wir haben in diesen Monaten im Gebirge einige aus Norden kommende Sturm- und Regenböen erlebt, die plötzliche Temperaturstürze bis zu 10° mit sich brachten. In solchen Fällen stimmt Tabelle 76 natürlich nicht mit den beobachteten Temperaturen überein. Indessen hat sich herausgestellt, daß zur Berechnung der Höhen, die während einer solchen Böe beobachtet sind, nicht die beobachtete, sondern die mittlere Temperatur aus Tabelle 76 angewendet werden muß.

Zur Bestimmung der täglichen Periode der barometrischen Höhen waren auf einer Anzahl von Stationen mehrere Beobachtungen zu verschiedenen Tageszeiten angestellt worden. Die richtige Höhe von zehn dieser Stationen hatte ich außerdem durch trigonometrisches Nivellement bestimmt, wobei die Zenitdistanzen mit einem kleinen Hildebrandschen Reise-Universal-Instrument gemessen worden sind. Jede Sicht wurde einmal bei Kr. r. und einmal bei Kr. l. eingestellt. Da die Sichten sämmtlich sehr hoch verlaufen, wurde der theoretischen Abnahme des Refraktions-Koeffizienten mit der Höhe (0.012 auf 1 km) Rechnung getragen. Wenn k' den Refraktions-Koeffizienten aus Tabelle 57 (S. 153) bezeichnet, so wurde mit dem Koeffizienten

$$k = k' - 0.012 \cdot \frac{H_1 + H_2}{2000}$$

gerechnet. Die Beobachtungen und die daraus errechneten Höhenunterschiede zeigt Tabelle 79. Über die flüchtige Triangulation, die die Entfernungen (s)

Tabelle 79. Grundlagen und Ergebnisse des trigonometrischen Nivellements in den Njassa-Ländern.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Beobachtungsort	Tageszeit	Ziel	gemessener Zenitabstand	Entfernung s	Höhenunterschied (h) berechnet	Höhenunterschied (h) ausgeglichen	$R-B$ v	Fehler von k
Djaluhänje	4.5p	Djamimbi	90° 39.2′	23.78 km	— 232 m			
„	„	Kitenga	89 20.7	16.44	+ 207			
„	8.3a	Ssassawuino	89 21.0	22.62	+ 293			
„	„	Djilulu	89 21.4	18.35	+ 230			
„	„	Mambwe	92 13.6	21.07	— 788			
„	„	Likenge	93 38.2	10.89	— 684	— 684 m	0 m	0.00
„	„	Djaülanda	92 33.5	14.08	— 615	— 614	+1	—0.06
Kitamine	9.0a	Djaluhänje	89 13.1	9.75	+ 140	+ 141	+1	—0.13
„	„	Djaülanda	91 16.6	22.91	— 474	— 473	+1	—0.02
„	„	Likenge	92 33.0	12.43	— 543	— 543	0	0.00
„	„	Rungwe	89 38.2	60.74	+ 646	+ 643	—3	+0.01
Ssongwe	8.6a	Rungwe	88 16.4	70.81	+2486	+2489	+3	—0.01
Katenga	8.6a	Djaluhänje	90 33.4	48.79	— 305	— 303	+2	—0.01
„	„	Beja	90 13.4	67.18	+ 58	+ 54	—4	+0.01
Kassere	4.5p	Beja	89 46.5	104.78	+1172	+1181	+9	—0.01

zwischen den einzelnen Punkten geliefert hat, wird im vierten Teil dieser Arbeit berichtet werden.

Die in Tabelle 79 zuletzt stehenden Sichten bilden ein Höhennetz, das an 3 Stellen mit dem Höhennetz der Grenzregulierungs-Triangulation zusammenhängt (s. Kap. 36, S. 152). Diese Sichten erforderten daher eine Ausgleichung, deren Resultate in Spalte 7 der Tabelle 79 stehen, und die die in Spalte 8 stehenden Fehler v übrig ließ. Nimmt man an, daß diese v allein von einem Fehler im Refraktions-Koeffizienten herrühren, so bekommt man die in Spalte 9 stehenden Fehler. Da die mittlere Unsicherheit von k nach Jordan 0.035 beträgt (s. S. 155), so kommen nur zwei Fälle vor, wo die Unsicherheit von k zur Erklärung der Unterschiede $R - B$ nicht ausreicht und wo daher Beobachtungsfehler angenommen werden müssen. Da in diesen Fällen der Fehler v jedoch nur 1 m beträgt, so ist der Einfluß dieser Fehler auf das Resultat ohne Bedeutung. Es zeigt sich hier wieder, wie in Kap. 36, daß selbst durch eine ganz flüchtige trigonometrische Höhenmessung in Ost-Afrika vorzügliche Resultate erzielt werden können.

Durch Hinzufügung der Höhenunterschiede der Spalten 6 und 7 zu den Höhen der Festpunkte aus Tabelle 60 (S. 159) ergaben sich die in Tabelle 80 zusammengestellten Höhen.

Tabelle 80. Trigonometrisch bestimmte Höhen (Fortsetzung von Tabelle 60). (Fortsetzung s. Tabelle 87).

1 Station	2 Höhe	1 Station	2 Höhe	1 Station	2 Höhe
Djamimbi	2243 m	Kitamine	2334 m	Katenga	2778 m
Likenge	1791	Djilulu	2705	Rungwe	2977
Mambwe	1687	Kitenga	2682	Beja	2832
Djaluhänje	2475	Ssassawuino	2768		

Durch Vergleich der mit Langenburg als Basisstation berechneten und nach Tab. 51 (S. 144) wegen des Fehlers der Jordanschen Höhentafeln verbesserten barometrischen Höhen [1]) mit den Werten der Tabelle 80 ergaben sich die Korrektionen der barometrischen Höhen. Sie wurden durch T, den Differenzial-Quotienten des Höhenunterschiedes nach der Temperatur, dividiert und dadurch in Korrektionen des Mittels der beobachteten Temperaturen verwandelt. Sie können als Gesamt-Reduktionen auf barometrische Temperatur $(\vartheta - t)$ bezeichnet werden. Dazu kam noch eine Anzahl von Werten $(\vartheta - t)$ von solchen Orten, deren Höhe zwar nicht anderweitig bekannt ist, wo aber zu verschiedenen

1) Die Beobachtungsdaten sind in Tabelle 84 (S. 214) enthalten.

Tageszeiten barometrische Höhenmessungen gemacht worden sind. Diese Werte erhielten das Gewicht $^1/_2$.

Wie nicht anders zu erwarten, weisen die $(\theta - t)$ eine deutlich ausgesprochene tägliche Periode auf, deren Amplitude jedoch geringer ist, als die der entsprechenden Korrektionen bei Höhenmessungen auf den um das Nordende des Njassa herumliegenden Plateaus und ebenen Grabensohlen mit trockenem Steppencharakter. Die letzteren konnten mit Hilfe der Beobachtungen (s. Tab. 62 S. 161) auf den Plateau- und Graben-Stationen Kitogo, Masaürua und Utengule, deren genähert richtige Höhen ebenfalls aus Tab. 62 entnommen wurden, abgeleitet werden.

Tabelle 81. Normalwerte der Gesamt-Korrektionen des Mittels der beobachteten Lufttemperaturen $(\theta - t)$.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	Gebirgs- und Plateau-Stationen					Graben- und Plateau-Stationen			
Stunde	Gewicht $= p$	$\theta - t$	$R - B$ $= v$	$v \cdot \sqrt{p}$	Stunde	Gewicht $= p$	$\theta - t$	$R - B$ $= v$	$v \cdot \sqrt{p}$
6.9a	3	$+0.1^0$	$+0.2^0$	$+0.3^0$	8.4a	3	-2.1^0	0.0^0	0.0^0
7.9a	5.5	−1.6	−0.4	−0.9	9.8a	3	−9.2	+2.6	+4.5
8.2a	5.5	−2.6	+0.3	+0.7	11.1a	4	−8.1	−1.9	−3.8
9.1a	6	−3.9	+0.6	+1.5	0.1p	1	−12.2	+1.2	+1.2
10.2a	4.5	−4.6	−0.6	−1.3	2.8p	2	−10.0	+0.2	+0.3
11.4a	2.5	−6.7	+0.2	+0.3	5.2p	3	−3.9	−0.3	−0.5
0.5p	3.5	−6.6	−0.1	−0.2	8.6p	3	−0.1	−0.3	−0.5
2.7p	4	−5.2	+0.6	+1.2	10.9p	3	−0.1	+0.4	+0.7
4.8p	6.5	−0.4	−0.9	−2.3					
6.1p	3	−1.8	+0.8	+1.4					
8.4p	0.5	−1.1	+0.4	+0.3					

Um die Übersicht zu erleichtern, habe ich die zeitlich nahe bei einander liegenden $(\theta - t)$, für Gebirgs- und Graben-Stationen getrennt, zu Normalwerten zusammengefaßt, die in Tab. 81 aufgeführt sind

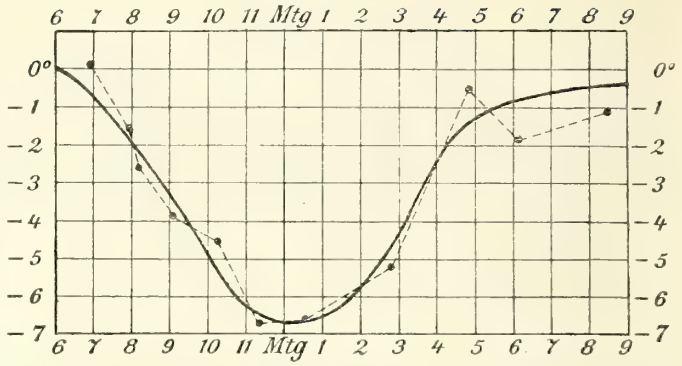
Zwischen den Normalwerten wurde durch einfache Kurven, die sich den Beobachtungen möglichst anschließen, graphisch interpoliert, sowie es die Figuren 41 und 42 (S. 210) zeigen. Die Abweichungen der Normalwerte von den aus den Kurven entnommenen Mittelwerten stehen in Spalte 4 und 9 der Tab. 81.

Da bei diesen Höhenbestimmungen die Stationen nahe beieinander liegen, kann man statt mit der barometrischen Temperatur mit den beobachteten Temperaturen rechnen und zum Schluß eine dem Höhenunterschied proportionale oder prozentuale Korrektion anbringen (s. S. 134). Diese beträgt 0.34 $(\theta - t)$ Prozent des Höhenunterschieds, sodaß

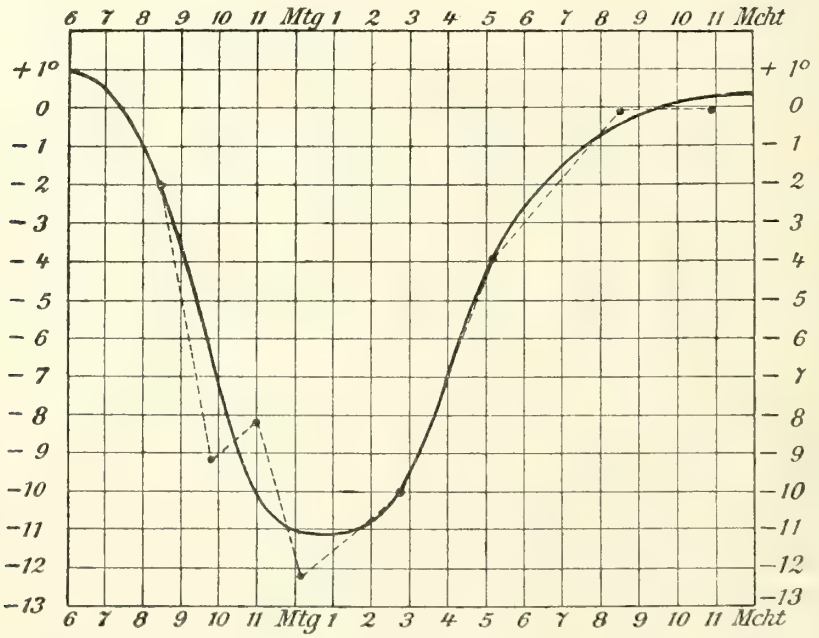
$$\text{Korr.} = 3.4\,(\vartheta - t)\,\frac{h}{1000}$$

ist.

Außer den Werten v der Tabelle 81 läßt auch Tabelle 82 den Anschluß der Kurven aus Figur 41 und 42 an die Beobachtungen erkennen. Sie enthält die Anzahl der Fehler der Einzelbeobachtungen nach ihrer Größe geordnet und die mittleren Fehler. Der Anschluß ist, besonders bei den Gebirgs-Stationen befriedigend, sodaß die Kurven der Wahrheit sehr nahe kommen dürften. Es ist dabei aber zu beachten, daß die Beobachtungen, aus denen die Kurven abgeleitet sind, haupt-



Figur 41. Gesamt-Korrektion (ϑ—t) für Höhenmessungen in den Gebirgen am Nordende des Njassa-Sees, wenn Langenburg als nahe gelegene Basisstation zu Grunde gelegt wird, in den Monaten April — Juli.



Figur 42. Gesamt-Korrektionen ($\vartheta - t$) für Höhenmessungen auf den Grabensohlen und Plateauflächen am Nordende des Njassa-Sees, wenn Langenburg als nahe gelegene Basisstation zu Grunde gelegt wird, in den Monaten April — Juli.

sächlich in die Monate April — Juli, einzelne noch in die Monate August und September fallen.

Tabelle 82. Fehler-Anzahlen und mittlere Fehler.

1	2	3	4	5	6
Gebirgs-Stationen			Graben- und Plateau-Stationen		
Grenzen der Fehler ausgedrückt in		Anzahl der Fehler	Grenzen der Fehler ausgedrückt in		Anzahl der Fehler
Temperatur-Korrektion	Promille des Höhenunterschiedes		Temperatur-Korrektion	Promille des Höhenunterschiedes	
0.0° u. 0,9°	0 m u. 3 m	26	0.0° u. 1.5°	0 m u. 5 m	6
1.0 „ 1.9	4 „ 6	20	1.6 „ 3.0	6 „ 10	8
2.0 „ 2.9	7 „ 10	6	3.1 „ 4.5	11 „ 15	5
3.0 „ 3.9	11 „ 13	7	4.6 „ 5.5	16 „ 19	3
4.0 „ 4.9	14 „ 17	2			

Der größte vorkommende Fehler ist gleich

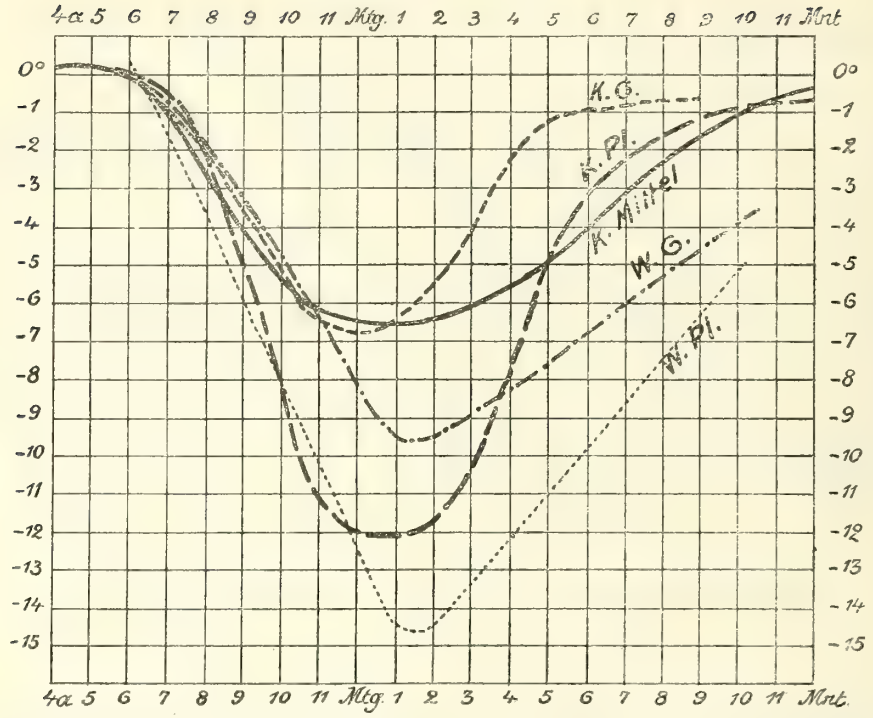
$$4.9^0 \text{ oder } 17\,\frac{h}{1000}\,\text{m} \qquad \| \qquad 5.5^0 \text{ oder } 19\,\frac{h}{1000}\,\text{m}.$$

Der mittlere Fehler einer Beobachtung ist gleich

$$\pm\,1.9^0 \text{ oder } \pm\,6.5\,\frac{h}{1000}\,\text{m} \qquad \| \qquad \pm\,3.0^0 \text{ oder } \pm\,10.1\,\frac{h}{1000}\,\text{m}.$$

Die Amplitude der Korrektionen der Graben-Stationen nach Figur 42 erscheint auffallend groß. Ich habe sie deshalb mit den von E. Wagner[1]) aus Emin Paschas und Stuhlmanns Beobachtungen abgeleiteten, sowie den mittleren Werten aus Fig. 29 (S. 132) oder Tab. 48 (S. 143) in Figur 43 graphisch verglichen. Wagner unterscheidet zwischen Stationen in der Nähe des Meeres, der großen Binnenseen und auf Gebirgen (in Fig. 43 mit W. G. bezeichnet) und Stationen auf trockenen Hochplateaus (W. Pl.). Diese Gruppen entsprechen unsern in den Njassaländern unterschiedenen Gebirgs-Stationen (K. G.) und Graben- und Plateau-Stationen (K. Pl.). Die Mittelwerte aus Tab. 48 sind mit K. Mittel bezeichnet. Die von Wagner logarithmisch gegebenen Korrektionen sind durch Multiplikation mit dem Faktor $\frac{1}{14.8}$ in Temperatur-Korrektionen verwandelt worden. Die Kurven sind, um die Amplituden leichter vergleichbar zu machen, parallel zu sich so verschoben worden, daß sie um 6 a sämtlich durch Null gehen.

1) E. Wagner, Hypsometrische und meteorologische Ergebnisse der Irangi-Expedition in dem Sammelwerk von C. W. Werther, Die mittleren Hochländer des nördlichen Deutsch-Ostafrika. Berlin 1898 S. 122.



Figur 43. Vergleich verschiedener Kurven der täglichen Periode der Temperatur-Reduktionen $(\theta - t)$.

Der Vormittagsabfall der entsprechenden Kurven ist in beiden Fällen gleich, steiler bei den Plateau-Stationen, flacher bei den Gebirgs-Stationen. Dann treten aber Unterschiede auf, da das Minimum bei den Wagnerschen Kurven sehr viel tiefer liegt und um etwa 1 Stunde später eintritt als bei unseren Kurven. Ferner fehlt bei Wagner der steile Anstieg in den Nachmittagsstunden und hierin gleichen die Wagnerschen Linien der Linie „K. Mittel". Der steile Nachmittags-Anstieg könnte demnach eine Eigentümlichkeit der Njassaländer oder der Jahreszeit sein.

Auffallend ist die geringe Amplitude der Kurve der Mittelwerte. Sie würde sich zwar um etwa 1.5° vergrößern, wenn man nur die Plateau Stationen aus Tab. 18 (S. 80) zur Mittelbildung verwenden würde, aber auch dann bleibt sie weit hinter den Amplituden von K. Pl. und W. Pl. zurück. Den Grund möchte ich darin suchen, daß „K. Mittel" aus einem viel umfangreicheren und gleichmäßig über das ganze Jahr verteilten Material abgeleitet ist, während K. Pl. sicher und W. Pl. wahrscheinlich zufällige und jahreszeitliche Abweichungen zur Darstellung bringen. Immerhin spricht der Umstand, daß sowohl E. Wagner als ich unabhängig von einander (die Wagnersche Abhandlung kam erst zu meiner Kenntnis, als der Hauptteil der vorliegenden Arbeit beendet war) starke im allgemeinen ähnlich verlaufende tägliche Perioden aus

ganz verschiedenem Material gefunden haben, für die Reellität dieser periodischen Korrektionen.

Die Fehler der Tabelle 82 haben auch insofern Interesse, als sie die Genauigkeit der barometrischen Höhenbestimmungen am Nordende des Njassa, die mit den mittleren Temperatur-Korrektionen der Figuren 41 und 42 berechnet sind, darstellen. Der verhältnismäßig geringe Betrag der Fehler beweist, daß durch die Benutzung der Mittelwerte von Luftdruck und Temperatur an der Basisstation nach den Tabellen 74 und 75 die Zuverlässigkeit der barometrischen Höhen nur wenig gelitten hat. Dies trifft umsomehr zu, als ein Teil der Fehler auch auf fehlerhafte Angaben der Aneroid-Barometer zurückzuführen ist, weil etwa die Hälfte der in den Normalwerten der Tabelle 81 zusammengefaßten Beobachtungen mit Aneroiden angestellt worden ist.

Für diejenigen Aneroidbeobachtungen, die an Orten mit trigonometrisch bestimmter Höhe gemacht worden sind, lassen sich die Fehler des Aneroids nunmehr berechnen. Ich fand die in Tabelle 83 stehenden Werte. Dadurch wird die oben (S. 179) aufgestellte Behauptung erhärtet, daß die Trägheit der

Tabelle 83. Fehler der Aneroide.

1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
Aneroid	Datum	Tages-zeit	Ort	Fehler (Korrektion) des Aneroids	Aneroid	Datum	Tages-zeit	Ort	Fehler (Korrektion) des Aneroids
α	99 Mai 2	4.5p	Kitenga	— 2.9 mm	α	99 Mai 28	2.3p	Panika	— 2.2 mm
„	Mai 6	8.3a	Djaluhänje	— 0.8	„	Mai 28	5.9p	„	— 2.0
„	Mai 7	7.8a	Kitamine	— 0.7	„	Juni 18	1.9p	Katenga	+ 0.5
„	Mai 8	10.4a	Likenge	+ 0.7	„	Juni 19	8.1a	„	+ 0.6
„	Mai 8	0.3p	„	+ 0.5	β	Febr.26	0.5p	Djaülanda	— 0.6
„	Mai 14	6.2p	Panika	— 2.2	„	März 2	5.1p	„	— 0.8
					γ	Mai 7	8.3a	Likenge	+ 0.1

Aneroide sehr verschieden gewesen und einigemale sogar in das Gegenteil umgeschlagen ist. Ferner wird dadurch nachgewiesen, daß die Fehler der kleinen Taschenbarometer der Pendel-Expedition nicht größer waren, als die der großen Aneroide von Götze (vgl. S. 182).

Die Beobachtungen und die daraus abgeleiteten Höhen stehen in Tabelle 84, die nach den Spaltenüberschriften verständlich ist. Es ist nur zu bemerken, daß bei Luftdruck-Beobachtungen mit einem Siedethermometer (S. Th. in Spalte 5) in Spalte 6 nicht die Ablesung, sondern der Luftdruck selbst steht. Die eingeklammerten Lufttemperaturen in Spalte 8 sind nicht beobachtet, sondern aus den einschließenden Beobachtungen mit Hilfe der Tabelle 76 (S. 205) interpoliert oder direkt aus dieser Tabelle entnommen. Es erschien notwendig den Luftdruck in Langenburg, der soweit es möglich war (bis 5. Juni 99), aus den täglichen Beobachtungen des Herrn Kleemann für die Beobachtungszeit inter-

poliert worden ist, in Spalte 9 anzugeben, da diese Beobachtungen nicht im einzelnen veröffentlicht worden sind. Spalte 10 gibt den Charakter des Beobachtungsortes als Gebirgs-Station (Gb.) Graben- und Plateau-Station (Pl.) oder in der Übergangszone zwischen beiden gelegen (Üb.) an. Bei der Berechnung der Höhenunterschiede wurden nur die Gesamt-Korrektionen $(\vartheta - t)$ nach Figur 41 oder 42 oder eine passend zwischen beiden gelegene Korrektion bei den mit Üb. bezeichneten Orten und die Verbesserung wegen des Fehlers der Jordanschen Höhentafeln nach Tab. 51 (S. 144) angewendet. Die Höhe der Basisstation ist nach Tab. 56 zu 481 m angenommen und hinzugefügt worden, sodaß in Spalte 11 und 12 die Höhen über dem Meeresspiegel stehen.

Das im Anschluß an Tabelle 68 auf S. 199 bis 201 über Gewichte und Fehler der Aneroide gesagte sowie Tabelle 71 (S. 201) gilt in entsprechender Weise auch für Tabelle 84.

Auf der Karte von Deutsch-Ostafrika 1 : 300 000 Sektionen F. 3 Neu-Langenburg und F. 4 Gawiro haben die von uns abgeleiteten Höhen leider keine Verwendung mehr finden können, sodaß dort noch frühere fast durchweg viel zu große Höhenzahlen, besonders von Bornhardt, Prince und Engelhardt, angegeben sind. Zur Identifizierung der in Tab. 84 angegebenen Beobachtungsorte können die auf den angegebenen Kartenblättern eingetragenen Routen der Beobachter dienen. Dabei bedeutet T. P. die auch auf diesen Karten angegebenen trigonometrischen Punkte, während mit E. P. solche Punkte bezeichnet sind, die von mir oder Götze auf dem Meßtisch eingeschnitten und nur auf der im vierten Teil dieser Arbeit enthaltenen Karte des Ukinga-Gebirges besonders bezeichnet sind.

Tabelle 84. Beobachtungen zur barometrischen Höhenbestimmung und daraus berechnete Höhen in den Njassa-Ländern.

F. = Fülleborn, G. = Götze, Gl. = Glauning, K. = Kohlschütter.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Datum 1898 u. 99	Uhrzeit	Beobachtungsort	Beobachter	Barometer	Ablesung des Barometers mm	Thermometer am Barometer °	Luft-Temperatur °	Luftdruck in Langenburg mm	Gelände-Charakter	Meeres-Höhe m	Mittelwert der Höhen m
I. Von der Pendel-Expedition besuchte Punkte											
Sept. 21	6.7a	Djaülanda-Berg T. P.	F.	S. Th.	614.6		14	721.4	Gb.	Höhe trigonometrisch bestimmt	
Febr. 26	10.1a	„	K.	S. Th.	612.1		21.4	716.6	Gb.		
„ 26	0.5p	„	K.	β	620.0	28.9	24.1	715.1	Gb.		
„ 27	3.6p	„	K.	S. Th.	610.2		[23.0]	715.3	Gb.		
März 2	5.1p	„	K.	β	619.3	21.6	21.1	714.1	Gb.		
April 18	8.0a	„	G.	S. Th.	612 8		18.8	718.8	Gb.		
Febr. 26	0.8p	Sattel nördlich vom Djaülanda-Berg	K.	β	625.0	28.7	24	714.7	Gb.	1779	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899					mm	°	°	mm		m	Mittel m
Febr. 26	0.9p	Djawatamu E.P. Lg. 34° 12.6′ Br. —9° 35.7′	K.	β	623.0	28.2	24	714.6	Gb.	1805	
„ 26	1.1p	Sattel zwischen Djawatamu und Djambiramo	K.	β	627.8	27.7	23	714.4	Gb.	1734	
„ 26	1.2p	Djambiramo E.P. Lg. 34° 12.4′ Br. —9° 35.5′	K.	β	627.2	27.0	23	714.4	Gb.	1735	
„ 26	1.3p	Sattel nördlich von Djambiramo	K.	β	632.5	26.0	22	714.3	Gb.	1666	
„ 26	1.5p	E.P. Lg. 34° 12.2′ Br. —9° 35.3′	K.	β	631.1	25.8	22	714.1	Gb.	1693	
„ 26	1.8p	Sattel E.P. Lg. 34° 11.8′ Br. —9° 35.1′	K.	β	651.6	25.4	22	713.9	Gb.	1404	1410
März 1	9.2a	„ „ „	K.	β	654.1	26.2	20	717.7	Gb.	1417	
„ 26	2.2p	Sanatorium Glauningsruh E.P.	K.	β	649.8	25.6	22	713.8	Gb.	1432	
„ 4	7.9a	„	K.	β	651.5	21.0	17	716.9	Gb.	1432	1412
„ 6	9.5a	„	K.	β	654.8	20.3	20	717.5	Gb.	1394	
April 17	4.0p	„	G.	S. Th.	643.3		20.4	715.5	Gb.	1406	
März 1	8.9a	Udodege (Pyramide von Langenburg) E.P.	K.	β	647.0	25.1	19	717.7	Gb.	1509	
„ 1	2.5p	Dorf Mbegira E.P.	K.	β	642.2	25.3	21	714.8	Gb.	1539	
„ 4	8.8a	Übergang über den südlichen Quellfluß des	K.	β	692.2	25.1	21	717.0	Gb.	922	
April 9	1.2p	Rumbira-Flusses E.P.	K.	α	683.7		23	718.3	Gb.	909	912
„ 9	1.2p	„ „ „	Gl.	γ	683.0	25.3	23	718.3	Gb.	909	
März 4	2.1p	E.P. in Gemarkung Djimarule	K.	β	632.3	26.0	18	714.4	Gb.	1678	
April 8	11.2a	Im Tal des Rumbira am Hang	Gl.	γ	696.8	26.9	[23.6]	719.2	Gb.	745	
„ 8	Mtg.	Terrasse der Randkette Lg. 34°10.7′ Br.—9°33.6′	K.	α	690.0		23.6	718.7	Gb.	837	
„ 8	0.4p	Am Zusmfluß der Haupt-Quellflüsse des Rumbira	Gl.	γ	695.4	26.8	[24.0]	718.4	Gb.	754	
„ 8	2.3p	Auf dem folgenden Grat der Randkette	Gl.	γ	679.0	23.1	[22.7]	717.2	Gb.	942	
„ 8	2.6p	Auf einem Grat der Randkette Lg. 34° 11.2′	Gl.	γ	671.7	24.9	[22.2]	717.0	Gb.	1038	1042
„ 9	8.3a	Br. —9° 33.3′	Gl.	γ	673.4	25.5	[20.0]	719.5	Gb.	1046	
„ 9	2.3p	Erste Terrasse des Kangaliaduma-Berges	Gl.	γ	662.6	25.9	[21.6]	717.3	Gb.	1160	
„ 9	3.3p	Zweite Terrasse des Kangaliaduma-Berges	Gl.	γ	645.9	26.9	[20.2]	716.6	Gb.	1378	
„ 10	7.5a	Popilansi-Berg E.P.	K.	α	601.9		[12.3]	719.2	Gb.	2014	
„ 11	9.2a	Hauptdorf des Meisita	Gl.	S. Th.	605.0		15.0	720.2	Gb.	1972	
Jan. 14	8.0a	Kangaliaduma-Berg T.P.	F.	S. Th.	594.4		17.2	718.9	Gb.	2124	
April 10	8.5a	„	K.	α	594.4		[14]	719.8	Gb.	2122	2121
„ 12	9.6a	„	Gl.	γ	593.7	18.5	[15.2]	719.4	Gb.	2110	
„ 12	9.2a	Am Hang des Kangaliaduma	Gl.	γ	598.7	18.0	[14.9]	719.3	Gb.	2035	
„ 12	9.7a	Terrasse des Kangaliaduma	Gl.	γ	599.1	19.1	[15.8]	719.4	Gb.	2034	
„ 12	10.0a	Sattel zwischen Kangaliaduma und Kwensuru	Gl.	γ	606.9	20.5	[16.9]	719.4	Gb.	1924	
„ 12	11.4a	Dorf Pilewero auf dem Kwensuru-Berg E.P.	Gl.	γ	591.1	21.0	[16.7]	718.9	Gb.	2140	
„ 12	0.3p	Terrasse des Kwensuru	Gl.	γ	598.1	22.1	[17.6]	718.6	Gb.	2037	
„ 12	1.0p	Uhanga, Hauptdorf d. Manduba (fr. Manarupira)	Gl.	γ	598.9	22.1	[17.5]	718.1	Gb.	2020	
„ 12	5.8p	Lisidjiro-Berg T.P.	K.	α	594.3		[14.5]	717.0	Gb.	2101	
„ 12	6.1p	Übergang über den Kiniabwa-Bach	K.	α	603.0		[14.5]	716.9	Gb.	1970	1958
„ 13	11.9a	„ „	Gl.	S. Th.	605.2		19.2	719.0	Gb.	1955	
„ 13	10.3a	Kipénura-Berg E.P.	Gl.	γ	597.6	21.5	[17.7]	719.7	Gb.	2046	
„ 14	9.2a	Kwiduruka-Fluß	Gl.	γ	621.3	20.3	[17.2]	720.1	Gb.	1720	
„ 14	9.6a	Kihanga-Fluß	Gl.	γ	623.1	20.9	[17.6]	720.1	Gb.	1697	
„ 14	0.2p	Ussuka-Berg E.P.	Gl.	γ	604.8	22.4	[18.0]	719.1	Gb.	1938	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899					mm	°	°	mm		m	Mittel m
April 14	0.8p	Lilema-Fluß	Gl.	γ	618.1	23.5	[19.0]	718.6	Gb.	1748	1737
„ 14	2.7p	„	K.	α	619.8		[17.0]	717.9	Gb.	1732	
„ 14	1.3p	Terrasse des Kirikwa-Berges	Gl.	γ	599.4	22.0	[17.4]	718.6	Gb.	2014	
„ 14	2.3p	Terrasse des Lituliko-Berges	Gl.	γ	593.5	21.2	[16.5]	718.2	Gb.	2090	
„ 14	3.5p	Wunäke-Berg E.P.	K.	α	589.2		13.0	717.7	Gb.	2163	
„ 14	5.1p	Dorf des Njarútschowo	Gl.	γ	594.6	19.8	14.8	717.7	Gb.	2080	
„ 15	8.8a	Rusonso-Berg E.P.	Gl.	γ	566.8	13.8	10.9	719.6	Gb.	2477	
„ 15	9.0a	Sattel zwischen Rusonso und Wasiwaka-Berg	Gl.	γ	568.1	14.5	11.5	719.7	Gb.	2458	
„ 15	9.2a	Wasiwaka-Berg T.P.	K.	α	568.2		11.0	719.7	Gb.	2479	
„ 15	9.1a	Übergang über den Nakipotscho-Bach	Gl.	γ	574.6	14.8	[11.8]	719.7	Gb.	2358	
„ 15	9.5a	Übergang über den Wakjujamarandji-Bach	Gl.	γ	582.1	16.1	12.8	719.7	Gb.	2255	
„ 15	9.9a	Terrasse des Rasiwanjowatwa-Berges	Gl.	γ	575.6	17.6	[14.0]	719.7	Gb.	2353	
„ 15	10.3a	Romatomansansa-Fluß	Gl.	γ	584.9	18.5	14.7	719.6	Gb.	2213	
„ 15	10.5a	Am Makumburu-Fluß bei Kaponde	Gl.	γ	583.9	18.9	[15.0]	719.6	Gb.	2232	
„ 15	11.8a	Makumburu-Berg E.P.	Gl.	γ	571.9	18.4	14.0	718.8	Gb.	2391	2404
„ 15	3.2p	„	K.	α	571.3		15.1	716.4	Gb.	2410	
„ 15	1.0p	Höhe zw. Makumburu-Fl. u. Lomatundu-Bach	Gl.	γ	573.6	23.1	18.5	717.6	Gb.	2378	
„ 15	1.6p	Djanaliru-Bach Lg. 34° 24.9′ Br. —9° 24.1′	Gl.	γ	579.7	24.1	19.5	717.3	Gb.	2280	
„ 15	2.1p	Am Hang Lg. 34° 25.2′ Br. —9° 23.4′	Gl.	γ	572.1	21.0	16.3	716.9	Gb.	2386	
„ 15	2.8p	E.P. auf flacher Höhe Lg. 34° 25.8′	Gl.	γ	563.3	18.5	13.7	716.5	Gb.	2507	2516
„ 15	5.6p	Br. —9° 23.2′ „	K.	α	564.2		10.3	716.7	Gb.	2521	
„ 16	8.9a	Pendel-Lager beim Dorf Likerukiro, Landschaft	K.	S. Th.	583.2		14.4	719.2	Üb.	2275	2278 s. auch Tab. 62 (S. 161)
„ 16	6.3p	Kitogo T.P. „	Gl.	S. Th.	580.2		13.2	716.1	Üb.	2286	
„ 17	10.8a	„ „ „	Gl.	S. Th.	582.5		19.3	718.7	Üb.	2274	
„ 17	4.7p	„ „ „	K.	S. Th.	581.1		15.6	715.5	Üb.	2265	
„ 20	8.2a	„ „ „	Gl.	S. Th.	582.8		12.5	719.9	Üb.	2289	
„ 16	9.4a	Übergang über den Lisomo-Bach	Gl.	γ	585.9	18.4	15.2	719.3	Pl.	2195	
„ 16	11.4a	Übergang über den Lirolo-Fluß	Gl.	γ	591.0	23.1	18.8	718.7	Pl.	2105	
„ 16	0.7p	Übergang über den Likalawe u. Mdeterre-Fluß	Gl.	γ	590.6	26.7	[22.2]	717.8	Pl.	2114	
„ 16	1.3p	Hügel zwischen Likalawe und Lirolo-Fluß	Gl.	γ	587.4	26.6	22.0	717.4	Pl.	2155	
„ 18	11.1a	Übergang über den Lukowo-Bach	K.	α	587.0		[18]	718.0	Gb.	2183	
„ 18	2.2p	Ikumbiro-Berg T.P.	K.	α	564.4		15.6	716.2	Gb.	2497	
„ 21	9.3a	Übergang über den Muhangale-Fluß	Gl.	γ	588.9	18.5	15.3	719.0	Pl.	2124	
„ 21	10.0a	Zusammenfluß des Mkoka und Libaka	Gl.	γ	589.0	18.9	15.3	719.0	Pl.	2112	
„ 21	10.4a	Matundu-Rücken	Gl.	γ	584.9	19.6	[15.8]	718.9	Pl.	2163	
„ 21	2.8p	Likangagerenine-Hügel mit einz. Baum T.P.	Gl.	γ	583.7	26.3	21.5	716.9	Pl.	2186	
„ 22	9.7a	Übergang über den Muhangale-Fluß	Gl.	γ	587.1	19.8	[16.4]	718.8	Pl.	2136	
„ 22	9.9a	Hügel zwischen Muhangale- und Mkoka-Fluß	Gl.	γ	583.1	20.2	[16.6]	718.8	Pl.	2193	
„ 22	10.4a	Am Mkoka-Fluß	Gl.	γ	587.2	21.0	17.2	718.7	Pl.	2129	
„ 22	10.7a	Übergang über den Mkoka-Fluß	Gl.	γ	586.7	21.5	[17.5]	718 6	Pl.	2132	
„ 22	11.1a	Missionsdorf Wangammu	Gl.	γ	583.9	20.2	16.0	718.4	Pl.	2155	
„ 22	2.0p	E.P. bei Tembe Muangwamma (Utsange)	Gl.	γ	583.5	24.1	19.4	716.6	Pl.	2152	
„ 23	8.1a	Übergang über den Likatu-Fluß	Gl.	γ	599.4	18.6	16.2	719.2	Pl.	1971	
„ 23	8.6a	Am Hang des Kipokoro-Berges	Gl.	γ	592.1	18.2	15.5	719.3	Pl.	2069	
„ 23	10.4a	Übergang über den Lifunde-Fluß	Gl.	γ	606.9	23.9	20.1	718.6	Pl.	1846	
„ 23	10.6a	Hügel zwischen Lifunde und Pāndo-Fluß	Gl.	γ	604.9	24.4	[20.4]	718.5	Pl.	1871	
„ 23	10.9a	Übergang über den Pāndo-Fluß	Gl.	γ	609.9	24.9	[20.7]	718.4	Pl.	1798	
„ 23	11.5a	Wérera-Hügel	Gl.	γ	603.1	25.7	21.4	718.1	Pl.	1891	
„ 23	1.0p	Sattel des Masiru-Hügels	Gl.	γ	604.9	25.8	21.2	717.9	Pl.	1861	
„ 23	5.9p	Lidowacha E.P. Lg. 34° 33.1′ Br. —9° 11.9′	K.	α	600.3		15.6	717.5	Pl.	1973	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899					mm	°	°	mm		m	Mittel m
April 23	6 3p	Alte Mission Kidugala	Gl.	γ	608.1	21.9	17.2	717.6	Pl.	1820	
„ 24	10.8a	E.P. Lg. 34° 34.3′ Br. —9° 7.5′	Gl.	γ	618.4	25.1	[21.0]	719.9	Pl.	1691	
„ 25	11.4a	Mimiralla-Hügel, Landschaft Masaúrua T.P.	Gl.	S. Th.	624.9		20.3	720.8	Pl.	1691	1697
„ 25	4.6p	„ „	Gl.	S. Th.	623.3		20.0	718.5	Pl.	1702	s. auch
„ 28	9.9a	„ „	K.	α	622.0		19.3	721.0	Pl.	1698	Tab. 62 (S. 161)
April 28	10.5a	Übergang über den Lumbidsi-Bach	K.	α	626.4		[19.1]	720.5	Pl.	1623	
„ 28	5.9p	Lidowacha-Berg T.P.	K.	α	600.6		13.9	720.0	Pl.	1991	
„ 29	7.3p	Zusammenfluß von Mbalali- und Lifunde-Fluß	K.	α	614.6		12.8	719.2	Üb.	1786	
„ 30	8.6a	Kiagiduku-Berg (Vorberg des Fullaningi) E.P.	K.	α	601.6		16.2	720.6	Gb.	1988	
„ 30	3.2p	Gipfel des Fullaningi-Berges T.P.	K.	α	563.8		13.8	717.8	Gb.	2506	
„ 30	5.0p	Zusammenflußd.Lomadogo-m.d.Liachidäte-Fluß	K.	α	597.9		14.5	717.7	Gb.	2013	
„ 30	9.2p	Dorf Ilulu E.P.	K.	α	585.1		12.0	719.4	Gb.	2193	
Mai 1	9.1a	Übergang über den Lamadjungu-Fluß	K.	α	600 5		[15.6]	720.6	Gb.	2000	
„ 1	0.8p	Sattel zwischen Mgongoti- und Njakisi-Berg	K.	α	579.2		16.5	719.2	Gb.	2282	
„ 1	3.8p	Lipande-Berg T.P.	K.	α	566.8		13.2	717.7	Gb.	2464	
„ 1	8.4p	Dorf Molonga	K.	S. Th.	583.2		11.2	719.5	Gb.	2281	2280
„ 2	6.5a	„	K.	α	580.1		10.5	719.5	Gb.	2277	
„ 2	7.2a	Übergang über den Ikunga-Fluß	K.	α	589.4		11.9	719.9	Gb.	2150	
„ 2	7.5a	„ „ Lumeno-Fluß	K.	α	590.1		[11.4]	720.1	Gb.	2141	
„ 2	9.7a	Dorf Likowo	K.	α	577.6		13.0	720.6	Gb.	2322	
„ 2	0.4p	Überg. über d.Makensa-Fluß (tiefe engeSchlucht)	K.	α	595.9		[17.6]	719.8	Gb.	2049	
„ 2	4.5p	Gipfel des Kitenga-Berges T.P.	K.	α	555 6		10.4	718.3	Gb.	Höhe trigonometr.	
„ 2	5.0p	Sattel zwischen d. beiden Kuppen d. Kitenga	K.	α	563.0		[10.8]	718.4	Gb.	2574	bestimmt.
„ 3	6.6a	Dorf Dibumille	K.	α	585.3		12.3	720.0	Gb.	2261	
„ 3	7.6a	Sattel des Djeredse-Bergs	K.	α	570.6		[10.9]	720.5	Gb.	2479	
„ 4	0.8p	Mission Tandala (Kwa Makasitu)	Gl.	S. Th.	600.9		17.6	719.2	Gb.	2014	
„ 5	9.0a	Sattel zw.Kundewolidsi u. s.VorbergKukitandala	K.	α	598.4		12.8	720.1	Gb.	2015	
„ 5	0.9p	Sattel Lg. 34° 12.7′ Br. —9° 27.6′	K.	α	578.6		[16.1]	719.1	Gb.	2285	2278
„ 5	4.8p	„ „	Gl.	γ	576.3	17.2	12.2	717.8	Gb.	2265	
„ 5	4.6p	Gipfel des Djaluhänje-Berges T.P.	K.	S. Th.	569.7		[14.7]	717.7	Gb.	Höhe	
„ 6	8.3a	„ „	K.	α	568.5		12.0	720.4	Gb.	trigonometrisch	
„ 16	8.0a	„ „	G.	S. Th.	572.4		11.8	722.3	Gb.	bestimmt	
„ 6	11.6a	Sattel Lg. 34° 11.9′ Br. —9° 26.1′	K.	α	592.1		17.3	720.2	Gb.	2110	
„ 6	0.5p	Nördl. Terrasse des Djaluhänje E.P.	K.	α	608.1		17.0	719.7	Gb.	1875	
„ 6	1.5p	Übergang über den Wanete-Fluß	K.	α	618.6		16.6	719.6	Gb.	1728	1735
„ 17	9.0a	„ „	G.	B.	619.8	26.0	17.1	721.6	Gb.	1750	
„ 6	2.7p	Dorf Pajamimbe im Sattel	K.	α	583 0		[12.8]	719.6	Gb.	2228	
„ 6	3.9p	Auf dem Rücken Lg. 34° 9.6′ Br. —9° 24.6′	K.	α	588.8		12.0	719.0	Gb.	2150	
„ 7	7.8a	Kuppe Kitamine T.P.	K.	α	577.8		12.3	720.3	Gb.	Höhe trigonometr.	
„ 7	11.3a	Übergang über den Wamalawua-Fluß	K.	α	619.5		[19.0]	720.4	Gb.	1730	bestimmt
„ 7	11.5a	Sattel zwischenWamalawua-u.Ruassikowe-Fluß	K.	α	612.4		[18.5]	720.2	Gb.	1824	
„ 7	0.1p	Zusmfluß des Lukämili und Ruassikowe	K.	α	635.5		19.8	719.9	Gb.	1505	
„ 7	2.4p	Flacher Grat E.P. Lg. 34° 6.8′ Br. —9° 25.9′	K.	α	619.6		18.9	718.2	Gb.	1706	
„ 7	3.4p	Talkessel unterh.DjawilaLg.34° 5.5′ Br.—9°26.9′	K.	α	624.5		[24.6]	718.0	Gb.	1641	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899					mm	°	°	mm		m	Mittel m
Mai 8	7.0a	Dorf Djawila (Jawiri) E.P.	K.	α	615.0		13.8	719.4	Gb.	1783	1776
Septbr. 8	6.0p	„ „	G.	B.	615.1	27	15.7	719.4	Gb.	1761	
Mai 8	8.1a	Sattel der Randkette südl. von Djawila	K.	α	621.3		[15.7]	719.8	Gb.	1703	
„ 8	9.4a	Randkette E.P. Lg. 34° 6.2′ Br. —9° 28.8′	K.	α	620.4		15.5	720.1	Gb.	1703	
„ 8	10.0a	Sattel zwischen Kwitucha- und Likenge-Berg	K.	α	625.7		19.0	720.1	Gb.	1643	
„ 7	7.1a	Gipfel des Likenge-Berges T.P.	F.	S. Th.	617.8		15.1	720.0	Gb.		Höhe trigonometrisch bestimmt
„ 7	8.3a	„ „	Gl.	γ	611.3	18.4	15.8	720.5	Gb.		
„ 8	10.4a	„ „	K.	α	614.4		18.4	720 0	Gb.		
„ 8	0.3p	„ „	K.	α	616.5		[19.2]	719.1	Gb.		
„ 8	1.1p	Sattel der Randkette Lg. 34° 7.5′ Br. —9° 30 9′	K.	α	650.1		20.0	718.6	Gb.	1295	
„ 8	2.5p	Gipfel des Katokawi-Rückens E.P.	K.	α	639.0		[19.6]	717.6	Gb.	1435	
„ 8	2.9p	Sattel zwischen Katokawi und Panika	K.	α	650.0		[19.5]	717.4	Gb.	1287	
„ 8	3.8p	Gipfel des Panika-Rückens E.P.	K.	α	640.3		[19.8]	717.2	Gb.	1521	
„ 11	10.0a	T.P. Panika	G.	B.	672.7	26.0	22.1	720.9	Gb.		Höhe trigonometrisch bestimmt
„ 14	6.2p	„	K.	α	673.2		18.8	720.1	Gb.		
„ 28	2.3p	„	K.	α	676.6		18.8	723.6	Gb.		
„ 28	5.9p	„	K.	α	676.6		16.3	723.5	Gb.		
Juni 15	11.3a	Sattel beim verlassenen Dorfe Ssossomala	K.	α	620.0		16.2	722.6	Gb.	1776	
„ 15	0.6p	Ssossomala-Berg E.P.	K.	α	611.5		[15.8]	722.0	Gb.	1890	1896
Septbr. 9	8.0a	„	G.	B.	605.9	26.0	20.0	721.0	Gb.	1908	
Juni 16	7.1a	Kinjuero-Berg T.P.	K.	α	604.8		[10.0]	722.1	Gb.	1979	1996
Septbr. 9	10.3a	„	G.	B.	597.4	26	21.1	721.1	Gb.	2031	
Juni 16	9.4a	Pasanu-Berg E.P.	K.	α	596.1		[16.1]	723.0	Gb.	2119	
„ 16	4.5p	Utanodsiwua-Berg und Dorf T.P.	K.	α	589.2		11.5	720.5	Gb.	2194	2194
„ 17	7.7a	„ „	K.	α	589.4		9.5	722.5	Gb.	2195	
„ 17	8.4a	Sattel beim Dorfe Popilinga	K.	α	595.0		[11.0]	722.8	Gb.	2118	
„ 17	9.3a	Übergang über den Liroro-Fluß	K.	α	604.0		13.5	723.0	Gb.	1996	
„ 17	10.8a	Am Pamikumbullu-Berg	K.	α	587.0		10.2	722.9	Gb.	2220	
„ 17	1.1p	Sattel zwischen Diuda- u. Kissaësi-Berg	K.	α	588.8		12.9	721.8	Gb.	2190	
„ 17	1.5p	Am Nitule-Fluß	K.	α	600.0		14.0	721.5	Gb.	2030	
„ 17	2.0p	Übergang über den Nitule-Fluß	K.	α	598.8		12.5	721.2	Gb.	2040	
„ 17	7.1p	Dorf Misiwua	K.	S. Th.	575.9		6.8	721.4	Gb.	2392	
„ 18	8.5a	T.P. Misiwua	K.	α	573.2		8.1	722.8	Gb.	2423	
„ 18	0.8p	Östliche Kuppe des Kisasi-Berges	K.	α	557.2		9.1	721.9	Gb.	2638	
„ 18	1.4p	Unterwegs im Nebel auf d. Kamm d. Randkette	K.	α	551.4		[10.0]	721.6	Gb.	2729	
„ 18	1.5p	„ „	K.	α	551.0		[10.0]	721.6	Gb.	2737	
„ 18	1.7p	„ „	K.	α	550.1		[10.0]	721.4	Gb.	2748	
„ 18	1.9p	Gipfel des Katenga-Berges T.P.	K.	α	548 5		[10.0]	721.3	Gb.		Höhe trigonometrisch bestimmt
„ 19	8.1a	„ „	K.	α	549.1		9.4	722.6	Gb.		
„ 19	1.2p	Sattel nordwestlich der Bumbege-Kuppe	K.	α	545.8		[13.8]	721.7	Gb.	2820	
„ 19	2.2p	Elton-Plateau T.P. Lg. 33° 51.6′ Br. —9° 5.1′	K.	α	543.0		[12.8]	721.1	Gb.	2859	
„ 19	3.0p	„ T.P. Lg. 33° 51.2′ Br. —9° 4.2′	K.	α	540.5		11.5	720.7	Gb.	2898	
„ 20	6.2a	An der südl. Kijingia-Quelle	K.	α	548.0		6.1	721.6	Gb.	2760	
„ 20	9.2a	Elton-Plateau T.P. Lg. 33° 48.3′ Br. —9° 0.9′	K.	α	545.4		13.1	723.0	Gb.	2843	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899					mm	°	°	mm		m	Mittel m
Juni	20	1.2p	Sattel Lg. 33° 46.4′ Br. — 9° 1.3′	K.	α	552.1		[17.8]	721.7	Gb.	2733	
„	20	5.3p	Muanderide-Berg T.P.	K.	α	549.1		9.0	720.8	Gb.	2764	2753
„	21	11.5a	„	K.	α	550.0		14.2	722.6	Gb.	2749	
Sept.	22	10.0a	„	G.	S. Th.	553.1		16.4	720.4	Gb.	2749	
Juni	20	8.2p	Sattel bei Muanderide Lg. 33° 44 4′ Br.—9° 0.1′	K.	S. Th.	556.6		6.0	722.1	Gb.	2684	
„	21	0.8p	Nordwestliche Ecke des Elton-Plateaus, Inseke-Berg Lg. 33° 43.3′ Br. —8° 59.7′	K.	α	553.9		15.2	721.9	Gb.	2689	
„	21	1.0p	Am Fuß dieser Ecke	K.	α	562.0		[16.0]	721.8	Üb.	2569	
„	21	1.7p	Übergang über einen Bach	K.	α	575.6		[15.8]	721.4	Üb.	2353	
„	21	2.0p	„ „	K.	α	578.0		[15.7]	721.3	Üb.	2316	
„	21	2.3p	„ „	K.	α	586.4		[15.7]	721.1	Üb.	2193	
„	21	3.9p	Schmaler Bergrücken zwischen zwei Bächen	K.	α	581.0		[15.8]	720.6	Üb.	2280	
„	21	4.0p	Übergang über einen Bach	K.	α	584.0		[15.9]	720.6	Üb.	2232	
„	21	4.5p	„ „ den Irambo-Bach	K.	α	589.2		[15.0]	720.6	Üb.	2151	
„	22	1.1p	„ „ „ Patagwa-Fluß	K.	α	593.3		15.0	721.8	Pl.	2082	
„	22	1.8p	Bergrücken nordwestlich davon	K.	α	584.0		[15.0]	721.4	Pl.	2200	
„	22	3.3p	Nsantse-Berg T.P.	K.	α	580.4		13.1	720.6	Pl.	2229	
„	23	6.6a	Ndowo-Fluß bei Mwanibungus Dorf	K.	α	591.1		8.4	722.0	Pl.	2130	
„	23	9.5a	Übergang über den Ngoje-Bach	K.	α	609.5		16.2	723.1	Pl.	1880	
„	23	0.7p	Ebene Seradji westl. d. Niembeje-Kraters	K.	α	617.9		[21.6]	722.0	Pl.	1729	
„	18	4.4p	Itende (Iguliro) am Imeta-Fluß	Gl.	β	637.0	18.4	13.4	720.7	Pl.	1584	1604
„	18	4.4p	„ „	Gl.	γ	623.0	18.4	13.4	720.7	Pl.	1616	
„	23	2.3p	„ „	K.	α	627.2		21.3	721.1	Pl.	1603	
April	27	1.2p	Tembe Mturakosi in Ubena	Gl	γ	626.9	28.4	23.8	719.6	Pl.	1565	
„	27	1.9p	„ ja Msauro „	Gl.	γ	627.9	29.3	24.6	719.2	Pl.	1550	
„	28	7.6a	„ Kaganga „	Gl.	γ	631.1	20.5	18.2	720.1	Pl.	1519	
„	28	6.0p	„ Kangáman „	Gl.	γ	624.6	24.5	[19.7]	719.0	Pl.	1603	
„	29	8.7a	Mbarali-Brücke bei Kihanga	Gl.	γ	627.8	24.1	21.3	720.4	Pl.	1577	
„	29	8.8a	Hügel zwischen Mbarali- und Mpänjo-Fluß	Gl.	γ	627.5	24.3	[21.4]	720.4	Pl.	1580	
„	29	10.6a	Uhawangamenda	Gl.	γ	625.6	27.4	23.4	720.3	Pl.	1596	
„	29	5.1p	Tembe Mgamba	Gl.	γ	632.0	26.0	21.0	717.9	Pl.	1489	
„	30	9.1a	Kwa Kanjaga	Gl.	γ	614.6	24.0	21.0	720.8	Gb.	1761	
„	30	10.6a	Übergang über den Muhäwe-Fluß	Gl.	γ	601.6	22.4	[18.4]	720.6	Gb.	1930	
„	30	11.4a	Sattel Lg. 34° 18.8′ Br. —8° 58.2′	Gl.	γ	596.1	23.5	19.2	720.2	Gb.	2007	
„	30	2.9p	Lager in der Landschaft Unjota	Gl.	γ	601.0	26.0	21.2	717.9	Gb.	1927	
Mai	1	9.4a	Hügel Lg. 34° 15.0′ Br. —9° 1.8′	Gl.	γ	611.6	25 2	[22.0]	720.6	Gb.	1808	
„	1	10.2a	Übergang über den Rikuku-Fluß	Gl.	γ	620.2	28.9	25.2	720.5	Gb.	1695	
„	1	0.1p	Dorf Rupaliro	Gl.	γ	603.2	24.2	19.8	719.7	Gb.	1902	
„	1	1.9p	Wahitschumbu-Fluß	Gl.	γ	619.6	25.7	21.0	718.5	Gb.	1665	
„	1	4.5p	Lager in der Landschaft Issassa	Gl.	γ	598 1	22.9	17.9	717.6	Gb.	1963	
„	2	6.0p	„ beim Dorf Pangule	Gl.	γ	565.2	16.1	11.3	718.5	Gb.	2431	
„	3	0.1p	Übergang über den Tanaro-Fluß	Gl.	γ	601.7	26.2	21.8	720.4	Gb.	1941	
„	3	0.9p	Dorf i. Ldsch. Mteta Lg. 34° 10.8′ Br. —9° 20.0′	Gl.	γ	593.9	24.4	19.8	719.9	Gb.	2040	
„	3	2.9p	Übergang über den Wamadowera-Fluß	Gl.	γ	606.1	24.8	20.0	718.6	Gb.	1861	
„	5	11.1a	Kulusululitale-Berg	Gl.	γ	575.4	16.9	12.7	720.1	Gb.	2278	
„	5	11.4a	Sattel zwischen Kulusululitale und Kundewoledsi	Gl.	γ	583.8	17.3	13.1	720 0	Gb.	2154	
„	5	0.4p	Kundewoledsi-Berg	Gl.	γ	576.2	19.9	15.5	719.6	Gb.	2274	
„	5	3.8p	Mbongólo-Rücken	Gl.	γ	581.4	19.0	14.0	717.8	Gb.	2190	
„	5	5.9p	Lager beim Dorf Liweranji	Gl.	γ	592.8	17.8	13.0	718.1	Gb.	2028	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899					mm	°	°	mm		m	Mittel m
Mai 6	7.7a	Übergang über den Wukingwa-Fluß	Gl.	γ	605.9	15.5	13.2	720.0	Gb.	1854	
„ 6	9.4a	Iwanuëka (Kihanga)	Gl.	γ	595.9	18.3	15.1	720.4	Gb.	2003	
„ 6	0.7p	Überg. üb. nördl. Quellfluß des Rumbira (Libande)	Gl	γ	652.1	23.5	19.0	720.0	Gb.	1238	
„ 6	1.8p	Kuppe Lg. 34° 8.6′ Br. —9° 28.2′	Gl.	γ	622.0	21.6	16.9	719.9	Gb.	1635	
„ 6	2.5p	Vorberg d. Kwitucha Lg. 34° 7.8′ Br. —9° 28.3′	Gl.	γ	617.0	21.2	[16.5]	719.6	Gb.	1702	
„ 6	3.5p	Kwitucha-Berg	Gl.	γ	609.8	19.9	15 0	719.3	Gb.	1801	
„ 7	10.3a	Übergang über den Isaro-Fluß	Gl.	γ	700.5	27.1	23.3	720.4	Gb.	640	
Juni 1	9.5a	Mbaka-Fluß bei Muakilingas	Gl.	S. Th.	722.7		22.1	722.6	Gb.	480	
„ 1	1.2p	Kassiabona-Fluß beim Einfluß in den Lufirio	Gl.	β	731.4	27.4	25.8	720.8	Gb.	488	492
„ 1	1 2p	„ „	Gl.	γ	714.6	27.4	25.8	720.8	Gb.	494	
„ 1	3.7p	Muankenjas Dorf Kissale	Gl.	β	730.6	28.0	23 1	719.6	Gb.	491	492
„ 1	3.7p	„ „	Gl.	γ	713.2	28.0	23.1	719.6	Gb.	493	
„ 2	11.1a	Dorf Ndewere	Gl.	β	697.2	25.2	21.0	722.7	Gb.	922	935
„ 2	11.1a	„	Gl.	γ	680.0	25.2	21.0	722.7	Gb.	942	
„ 3	11 8a	Frühere Nebenstation Kassiabona	Gl.	β	663.5	21.4	17.0	721.9	Gb.	1321	1341
„ 3	11.8a	„ „	Gl.	γ	647.3	21.4	17.0	721.9	Gb.	1351	
Oktbr. 7	5.0p	„ „	G.	S. Th.	649.1		22.4	715.8	Gb.	1341	
Juni 4	11.4a	Bei Mankugas Dorfe Lg. 33° 45.9′ Br. —9° 14.9′	Gl.	β	654.5	18 3	14.0	722.4	Gb.	1432	1446
„ 4	11.4a	„ „	Gl.	γ	638.9	18.3	14.0	722.4	Gb.	1453	
„ 4	7.3p	Makawungus Dorf	Gl.	β	655.6	16.5	12.4	721.6	Gb.	1417	1429
„ 4	7.3p	„	Gl.	γ	639.9	16.5	12.4	721.6	Gb.	1435	
„ 5	0.6p	Dorf Pifunda Lg. 33° 37.3′ Br. —9° 11.8′	Gl.	β	659.7	19.5	15.0	722 6	Gb.	1372	1383
„ 5	0.6p	„ „	Gl.	γ	643.7	19.5	15.0	722.6	Gb.	1388	
„ 6	10.4a	Rasthaus bei der Mission Rungwe	Gl.	β	657.2	20.4	16.6	722.5	Gb.	1408	1423
„ 6	10.4a	„ „	Gl.	γ	641.7	20.4	16.6	722.5	Gb.	1416	
August 11	8.0a	„ „	G.	S. Th.	647.1		14.9	722.9	Gb.	1427	
Juni 7	0.6p	Am Kasurwisi-Fluß, Landschaft Jända Lg. 33°	Gl.	β	641.0	20.8	16.3	721.7	Gb.	1604	1613
„ 7	0.6p	28.5′ Br. —9° 5.8′	Gl.	γ	626.1	20.8	16 3	721.7	Gb.	1618	
„ 8	9.8a	Igale-Paß	Gl.	β	618.5	17.9	14.4	722.7	Gb.	1914	1934
„ 8	9.8a	„	Gl.	γ	604.4	17.9	14.4	722.7	Gb.	1931	
Oktbr. 20	8.0a	„	G.	B.	596.6	25	14.9	718.4	Gb.	1946	
Juni 8	10.7a	Minoro-Berg	Gl.	β	616.7	19.5	15.5	722.5	Gb.	1937	1946
„ 8	10.7a	„	Gl.	γ	603.2	19.5	15.5	722.5	Gb.	1951	
„ 8	3 1p	Am Balisi-Fluß beim Dorfe Pampoli	Gl.	β	649.2	24.8	20.0	720.2	Pl.	1482	1487
„ 8	3.1p	„ „	Gl.	γ	633.9	24.8	20.0	720.2	Pl.	1489	
„ 17	8.2p	Lager in einer Schlucht des Ngosi-Vulkans	Gl.	S. Th.	577.2		7.5	721.9	Gb.	2379	
„ 18	7.8a	Ein Punkt der Umwallung des Isumbi-Kraters	Gl.	β	577.8	6.7	4 4	722.5	Gb.	2393	2403
„ 18	7.8a	des Ngosi-Vulkans Lg. 33° 34.5′ Br. —8° 59.7′ [1])	Gl.	γ	570.4	6.7	4.4	722.5	Gb.	2386	
„ 18	8.0a	„ „ „	G.	U-R.	616.9	8.1	4.8	722.6	Gb.	2384	
„ 18	8.0a	„ „ „	G.	B.	567.7	14.0	4.8	722 6	Gb.	2400	
Sept. 26	9.0a	„ „ „	G.	B.	566.4	19.0	14.8	720.5	Gb.	2426	

1) Lg. und Br. gilt für die Karte von Deutsch-Ostafrika 1 : 300 000 Blatt F. 3. Die wahre Lage des Ngosi-Vulkans ist anders, als auf dieser Karte angegeben.

1	2	3	4.	5	6	7	8	9	10	11	12
1899					mm	°	°	mm		m	Mittel m
Juni 18	9.8a	Dorf Musewuë	Gl.	β	591.4	15 9	12.4	723.1	Gb.	2243	
„ 18	9.8a	„	Gl.	γ	582.4	15.9	12.4	723.1	Gb.	2245	2224
„ 18	10.0a	„	G.	B.	580.5	22.0	12.4	723.1	Gb.	2233	
Sept. 26	6.0p	„	G.	S. Th.	587.2		14.0	717 8	Gb.	2217	
Juni 18	0 9p	Ostfuß des Niembeje-Kraterbergs	Gl.	β	620.5	23.6	19.0	721.8	Gb.	1829	
„ 18	0.9p	„ „	Gl.	γ	607.9	23.6	19.0	721.8	Gb.	1853	1845

II. Von Götze besuchte Punkte.

März 29	11.8a	Ldsch. Tsansingewe Lg. 34° 42.1′ Br. —9° 34.2′	G.	U-R.	629.8		17	718.3	Gb.	2103	
„ 30	0.4p	Lager beim Dorfe Mkadoto	G.	U-R.	628 5		18.5	717.9	Gb.	2132	
„ 30	3.8p	Kidugala-Berg	G.	U-R.	610.3		13	716.1	Gb.	2439	
„ 31	4.8p	Lager am Likugu-Bach	G.	U-R.	652.9		17.2	715.7	Gb.	1712	
April 1	10.0p	„ bei Bagati am Djamimbi	G.	U-R.	658.2		14.2	718.1	Gb.	1638	
Mai 13	3.0p	Am nördl. Quellfluß des Rumbira (Libande)	G.	B.	687.5	24.2	23.3	718.1	Gb.	823	
„ 15	8.0a	Kirunde-Berg E.P.	G.	U-R.	632.9	16.8	13.4	717.4	Gb.	2111	
„ 15	8.0a	„	G.	B.	591.0	14.8	13.4	717.4	Gb.	2109	2110
„ 16	9.0p	Lager im Sattel Lg. 34° 12.6′ Br. —9° 27.0′	G.	B.	585.0	16.2	11.0	722.0	Gb.	2252	
„ 17	6.0p	Lager bei Bakirulu	G.	B.	581.6	15.8	12.0	719.0	Gb.	2269	
„ 18	4.0p	Djilulu-Paß der Straße Bulongwa-Tandala	G.	B.	567.2	15.0	13.8	719.6	Gb.	2487	
„ 19	9.0a	Djilulu-Berg T.P.	G.	S. Th.	555.8		11.1	722.6	Gb.	Höhe trigono-	
„ 20	2.0p	Mission Bulongwa E.P.	G.	B.	585.9	14.0	11.0	719.6	Gb.	2175	metr. bestimmt.
„ 21	8.0a	Bulongwa-Berg E.P. (nördlicher Vorberg des	G.	S. Th.	583.1		10.6	722.3	Gb.	2300	
Sept. 10	9.2a	Djidolidoli)	G.	B.	577.9	27	19.8	721.4	Gb.	2321	2304
Mai 25	8.0a	Luwäga-Berg T.P.	G.	B.	568.8	18	11.4	721.5	Gb.	2437	
„ 25	10.5a	Übergang über den Pangara-Fluß	G.	B.	586.2	19	17.0	721.7	Gb.	2188	
„ 25	11.1a	„ „ Liroro-Fluß	G.	B.	585.1	22	18.8	721.6	Gb.	2205	
„ 26	10.0a	Kinjika-Berg T.P.	G.	S. Th.	553.9		12.2	722.1	Gb.	2725	
„ 28	8.0a	Berg Lg. 34° 7.4′ Br. —9° 12.5′ E.P.	G.	B.	556.5	15	5.9	723.6	Gb.	2607	
„ 28	10.0a	Übergang über den Lupembe (Mkenja)-Fluß	G.	B.	573.9	21	13.8	724.0	Gb.	2369	
„ 28	4.0p	Kipengere-Rücken (Südost-Kuppe) E.P.	G.	S. Th.	549.8		7.2	722.0	Gb.	2788	
„ 29	7.0a	Kipengere-Rücken (östl. T.P.)	G.	U-R.	592.8	6	2.2	723.8	Gb.	2840	
„ 29	7.0a	„ „	G.	B.	542.3	9	2.2	723.8	Gb.	2812	2821
„ 29	10.5a	Kipengere-Rücken (westl. T.P.)	G.	S. Th.	549.9		13.2	724.6	Gb.	2816	
„ 30	10.0a	Lidunda-Berg T.P.	G.	S. Th.	591.9		16.3	724.1	Gb.	2197	
Juni 2	1.0p	Pikurugwe-Rücken (T.P. am Südost-Ende)	G.	S. Th.	541.3		11.0	721.6	Gb.	2903	
Sept. 16	10.3a	„ „	G.	U-R.	590.6	10.6	9.8	720.8	Gb.	2847	
„ 16	10.3a	„ „	G.	B.	536.9	16	9.8	720.8	Gb.	2881	2896
Juni 3	10.0a	Übergang über den Numbi-Fluß	G.	B.	603.2	26	19.8	722.6	Gb.	1908	
„ 3	2.0p	Lipanje-Rücken T.P.	G.	S. Th.	563.4		13 2	721.0	Gb.	2571	
„ 4	10.0a	E.P. auf Bergrücken Lg 33° 59.5′ Br. —8° 58.7′	G.	U-R.	632.2	14	13.9	722.6	Gb.	2127	
„ 4	10.0a	„ „	G.	B.	586.9	21	13.9	722.6	Gb.	2129	2128
„ 5	Mtg.	Tjuni-Berg T.P.	G.	S. Th.	591.3		18.0	721.7	Gb.	2177	
„ 6	Mtg.	Muigi-Berg T.P.	G.	S. Th.	600.1		19.0	721.8	Gb.	2057	
„ 7	3.0p	T.P. Lg. 34° 4.2′ Br. —8° 50.2′	G.	S. Th.	672.0		22.6	720.2	Pl.	1069	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899					mm	°	°	mm		m	Mittel m
Juni 13	11.0a	Ruiwa	G.	B.	661.0	18	19.8	722.8	Pl.	1234	
„ 13	6.0p	Überg. über den Ngoje-Fluß, Landsch. Fingano	G.	B.	631.2	20.5	14.4	720.8	Pl.	1498	
„ 16	7.0p	Ngoneremalis Dorf Tengano	G.	B.	667.8	13.0	10.2	721.4	Pl.	1030	
„ 27	5.4p	Kamm d. Beja-Gebirges Lg. 33° 23.0′ Br. —8° 50.3′	G.	S. Th.	564.5		10.4	720.8	Gb.	2569	
„ 4	9.0a	Gipfel des Beja-Berges T.P.	F.	S. Th.	544.5		6.7	722.8	Gb.	Höhe trigonometr. bestimmt	
„ 28	9.3a	„ „	G.	S. Th.	549.2		11.9	725.0	Gb.		
Juli 3	5.5p	Kamm d. Beja-Gebirges Lg. 33° 17.1′ Br. —8° 48.2′	G.	B.	593.4	17	13.1	721.0	Gb.	2058	
August 5	9.8a	Punkt der Umwallung des Duwi-Kraters des Ngosi-Vulkans	G.	S. Th.	565.4		13.3	723.2	Gb.	2565	
„ 7	9.8a	Mbeje, kleiner Kraterberg zwischen Ngosi und Rungwe E.P.	G.	S. Th.	600.9		18.8	723.2	Gb.	2062	
„ 9	11.8a	Kalengalenga-Berg	G.	S. Th.	617.2		21.6	722.4	Gb.	1831	
„ 9	5.5p	Quelle des Safia-Baches am Kalengalenga	G.	B.	620.7	16	11.9	721.6	Gb.	1670	
„ 13	8 0a	Gipfel des Rungwe-Vulkans T.P.	G.	S. Th.	537.5		6.5	722.9	Gb.	Höhe trigonometr. bestimmt	
Sept. 29	4.7p	„ „	G.	S. Th.	538.4		10.8	717.0	Gb.		
Okt. 26	4.8p	„ „	F.	S. Th.	536.1		11.4	714.5	Gb.		
Aug. 13	0.8p	Götzes Lager am Abhang des Rungwe	G.	S. Th.	558.5		16.2	722.0	Gb.	2664	
„ 14	7.8a	Kraterrand des Lusiwa-Kraters	G.	B.	577.5	21.5	10.4	722.9	Gb.	2265	
„ 14	8.2a	Kratersohle des Lusiwa-Kraters	G.	B.	585.0	21.5	10.4	723.0	Gb.	2155	
„ 14	5.0p	Lager beim Dorfe Makirassas	G.	S. Th.	645.0		17.0	721.4	Gb.	1450	
„ 16	7.2a	Süd-Fuß des Lianduli-Berges	G.	B.	611.9	13	11.3	722.7	Gb.	1775	
Sept. 7	1.3p	Kinjobo-Spitze T.P.	G.	S. Th.	623.0		23.4	719.6	Gb.	1727	
„ 7	2.5p	Djawile-Spitze E.P.	G.	B.	611.7	25.5	19.8	719.0	Gb.	1800	
„ 9	11.5a	Übergang über den Ruassikowa-Fluß	G.	B.	622.3	29	24.4	720.7	Gb.	1675	
„ 12	8.0a	„ „ Liroro-Fluß	G.	B.	599.7	23	16.7	721.2	Gb.	1985	
„ 12	11.0a	Dorf Matukuwe E.P.	G.	B.	573.8	21	21.2	720.7	Gb.	2364	
„ 12	1.8p	Gipfel des Diuda-Berges	G.	S. Th.	553.2		14.8	718.5	Gb.	2714	2715
„ 13	8.0a	„ „	G.	B.	549.0	12	10.2	721.0	Gb.	2718	
„ 13	10.8a	Höchste Erhebung d. Tawuäge-Rückens T.P.	G.	S. Th.	545.3		21.1	720.7	Gb.	2886	
„ 13	4.5p	Mawawa-Berg	G.	B.	546.0	22	11.6	718.2	Gb.	2753	
„ 14	10.8a	Tengere-Berg E.P.	G.	B.	555.6	20	18.6	720.7	Gb.	2625	
„ 16	0.5p	Jantowe-Spitze T.P. a. Nordw.-Ende d. Pikurugwe-Rückens. Höchste Erheb. d. Livingstone-Gebirges	G.	S. Th.	539.3		13.7	719.3	Gb.	2933	
„ 17	9.7a	Kidjera, Ende des Lipanje-Rückens	G.	S. Th.	561.7		15.2	720.8	Gb.	2617	
„ 19	10.0a	Kungura-Berg T.P.	G.	S. Th.	546.7		13.0	720.6	Gb.	2837	
„ 20	11.2a	Tschinga-Berg T.P.	G.	S. Th.	557.4		18.0	719.9	Gb.	2675	
„ 20	6.0p	Übergang über den Njerere-Fluß	G.	B.	564.1	14	10.9	718.1	Gb.	2444	
„ 21	1.0p	Berg Lg. 33° 46.6′ Br. —9° 0.8′ T.P.	G.	B.	540.8	24	15.1	718.6	Gb.	2792	
„ 22	Mtg.	E.P. auf Berg Lg. 33° 43.4′ Br. —8° 59.7′	G.	B.	549.3	11.0	19.9	719.3	Gb.	2682	
„ 23	7.0a	Südwest-Fuß dieses Berges	G.	B.	558.6	9	8.3	720.0	Gb.	2519	
„ 24	7.5a	E.P. auf flachem Rücken Lg. 33° 38.0′ Br. —8° 59.1′	G.	B.	568.1	17	10.7	720.1	Gb.	2385	2391
„ 24	10.0a	„ „	G.	B.	568 2	22	16.0	720.2	Gb.	2397	
„ 22	0.1p	Spiegel des Isumbi (Wentzel-Heckmann)-Sees	F.	S. Th.	597.8		17.0	719.1	Gb.	2063	2063
„ 26	10.5a	im Isumbi-Krater des Ngosi-Vulkans	G.	B.	590.9	24.0	18.6	720.0	Gb.	2062	
„ 28	11.5a	Rungwe-Gebirge T.P. Lg. 33° 38.2′ Br. —9° 5.7′	G.	B.	544.2	23	15.0	719.7	Gb.	2737	
„ 28	1.5p	„ T.P. Lg. 33° 40.0′ Br. —9° 6.9′	G.	B.	535.8	23	11.0	717.7	Gb.	2832	

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1899					mm	°	°	mm		m	Mittel m
Oktbr. 2	10.0a	Lianduli-Berg E.P.	G.	B.	597.0	29	17.3	719.7	Gb.	1951	
„ 3	6.5a	Mission Muakaleli	G.	B.	624.3	10	7.3	719.0	Gb.	1586	
„ 3	10.3a	Gipfel des Kiëjo-Vulkans T.P.	G.	S. Th.	595.1		16 9	719.5	Gb.	2113	
„ 4	9.5a	Mandanji, Vorberg des Kiëjo	G.	B.	603.7	27	18.3	719.6	Gb.	1854	
„ 4	0.5p	Mission Manow	G.	B.	625.0	29	22.1	717.9	Gb.	1538	
„ 5	11.0a	Spiegel des Tschungruru-Sees im Krater des Nganjasa-Vulkans	G.	B.	672.8	30	23.3	719.0	Gb.	917	
„ 5	11.5a	Höchste Erhebung des Kraterrandes des Nganjasa-Vulkans	G.	B.	663.2	30	26 0	718.6	Gb.	1038	
„ 9	10 0a	Guguësi-Fluß Lg. 33° 49.0′ Br. —9° 21.5′	G.	B.	697.5	31	27.1	719.1	Gb.	1129	
„ 9	1.5p	Ikapa-See	G.	S. Th.	702.9		30.6	716.8	Gb.	653	
„ 9	5.5p	Kikussa-Berg	G.	B.	656.0	30	25.1	715.7	Gb.	1112	
„ 10	7.0a	Bergrücken Lg. 33° 48.2′ Br. —9° 18.2′	G.	B.	662.7	20	20 0	718.6	Gb.	1053	
„ 10	9.5a	Mbaka-Fluß Lg. 33° 46.0′ Br. —9° 18 5′	G.	B.	689.6	30	29.2	719.2	Gb.	717	
„ 11	6.5a	Mwambugas Dorf	G.	B.	670.8	21	18.6	718.3	Gb.	946	
„ 12	11.5a	Frühere Nebenstation Massewe	G.	S. Th.	672.4		28.8	718.1	Gb.	1057	
„ 17	1.5p	Lavabrücke Tschiwuë über den Kiwira-Fluß	G.	B.	658.0	31	26.3	716.2	Gb.	1092	
„ 19	9.2a	Pajona-Berg	G.	B.	606.5	25	19.0	718.6	Gb.	1815	
„ 21	6.5a	Dorf Swira	G.	B.	624.3	18	15.5	717 6	Pl.	1754	
„ 21	9.5a	E.P. am Maganjo-Berge Lg. 33° 22.5′ Br. —9° 1.9′	G.	B.	611.3	27	23 8	718.5	Pl.	1751	
„ 22	6.2a	Dorf Muigagas	G.	B.	604.6	15	11.8	717.5	Pl.	1826	
„ 22	9.2a	Mpäsu-Berg in Malila	G.	S. Th.	590.7		18.3	718.5	Gb.	2173	
„ 23	10.5a	Usenga (Tscharupwa)-Berg T.P.	G.	S. Th.	580.8		23.9	718.0	Gb.	2292	
Nvbr. 16	Mtg.	Mbeje-Berg in Unjika Lg. 33° 12.2′ Br. —9° 14.3′	G.	B.	585.2	23	20.2	716.2	Gb.	2086	
„ 17	11.0a	Wuiga-Berg in Malila	G.	S. Th.	574.8		20.1	716.9	Gb.	2389	
„ 17	Mtg.	Mbogo-Berg „ T.P.	G.	B.	564.9	31	21.3	716.2	Gb.	2394	
„ 18	11.8a	Wurungu-Berg „	G.	S. Th.	577.4		19.2	716.4	Gb.	2339	
„ 19	9.5a	Mawunudji-Berg „	G.	B.	566.8	23	17.8	717.5	Gb.	2380	
„ 19	10.8a	Bandimi-Berg „	G.	S. Th.	575.5		20.8	717.0	Gb.	2383	
„ 19	1.0p	Manakaronge-Berg „	G.	B.	573.3	26	20.1	715.3	Gb.	2253	

42. Trigonometrische Höhenbestimmungen unter Zugrundelegung der Routenaufnahmen und der Kompaß-Fernpeilungen.

Im nördlichen Teil unseres Reisewegs habe ich einen Versuch zu angenäherten Höhenbestimmungen gemacht, der mir des allgemeinen Interesses nicht zu entbehren scheint. Da es mir infolge der Eile, mit der die Expedition durchgeführt werden mußte, nicht möglich war, die Bergriesen, meist vulkanischer Natur, an denen unser Weg vorüberführte, zu besteigen und auch eine richtige trigonometrische Höhenbestimmung mangels einer Triangulation nicht möglich war, so habe ich, um wenigstens genäherte Höhenzahlen zu bekommen, eine trigonometrische Höhenbestimmung ohne vorherige Triangulation versucht. Die Entfernung des betreffenden Berges von dem Standort, an dem ich die Zenitdistanz gemessen hatte, wurde aus der Konstruktion meiner Routenaufnahmen und Fernpeilungen entnommen, die die Herren Sprigade und Moisel in ihrem Büro von Herrn Erdmann haben ausführen lassen.

Es ist klar, daß diese Art Höhenbestimmungen nur von geringer Genauigkeit sein kann; immerhin sind die Fehler nicht größer als die, die manchen baro-

Tabelle 85. Genäherte trigonometrische Höhen und Vergleich mit den wahren Werten.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Ziel	Entfernung = s	Gemessene Höhe über dem Meere	Wahre Höhe über dem Meere	Verbesserung der gemess. Höhe	Mittel der gemessenen Höhen	Abw. vom Mittel M — B	Diff. Quot. d. Höhe n. d. Entfern. $= \frac{dh}{ds}$	Fehler der Entfernung	Fehler der Entfernung auf 10 km
	km	m	m	m	m	m		km	km
Leirudirud, höchste Stelle des Niarasa-Grabenrandes	27.65	1928			1921	— 7	0.008	—0.9	—0.32
	24.6	1896				+ 25	0.035	+0.7	+0.29
Donjo Ndorobbo, erste Kuppe des Kraterrandes	14.7	3203			3186	— 17	0.099	—0.2	—0.12
	13.5	3174				+ 12	0.106	+0.1	+0.08
„ „	28.95	3179				+ 7	0.075	+0.1	+0.03
Donjo Ndorobbo, zweite Kuppe des Kraterrandes	15.2	3211			3199	— 12	0.097	—0.1	—0.08
	14.2	3188				+ 11	0.102	+0.1	+0.08
Donjo Ndorobbo, vierte Kuppe des Kraterrandes	14.7	3193			3179	— 14	0.098	—0.1	—0.10
	28.35	3157				+ 22	0.076	+0.3	+0.10
Neirobi	20.0	3232			3207	— 25	0.075	—0.3	—0.17
„	18.45	3170				+ 37	0.116	+0.3	+0.17
Lumalo	14.75	2897			2897				
Donjo Engei	15.5	2879	2875 [1]	— 4			0.144	0.0	—0.02
„	90.1	2932		— 57			0.031	—1.8	—0.20
Gelei	24.7	3031	2946	— 85			0.097	—0.9	—0.35
„	67.0	2990		— 44			0.040	—1.1	—0.16
Donjo Ssambu, Südkuppe	52.9	2092	2022 [2]	— 70			0.030	—2.3	—0.44
„ „	35.9	1971		+ 51			0.040	+1.3	+0.35
Donjo Ssambu, Nordkuppe	35.4	2027	1960	— 67			0.041	—1.6	—0.46
Schombole	60.3	1642	1588	— 54			0.020	—2.7	—0.45
„	28.95	1619		— 31			0.034	—0.9	—0.32
„	20.3	1546		+ 42			0.046	+0.9	+0.45
Höchste Stelle des Grabenrandes oberhalb Nguruman	40.9	2411			2411				
Donjo Erok in Matabatū, südl. Plateaukante	14.1	2436			2410 [3]	— 26	0.079	—0.3	—0.23
	35.2	2373				+ 37	0.037	+1.0	+0.28

1) Siehe Tabelle 87 S. 226.
2) Von der deutschen Grenz-Kommission bestimmt.
3) Ein von mir etwa 50 m höher als die Plateaukante geschätzter trigonometrischer Punkt der englischen Triangulation hat die Höhe 2553 m.

1	2 km	3 m	4 m	5 m	6 m	7 m	8	9 km	10 km
Longido	6.4	2623	2635	+ 12			0.202	+0.1	+0.09
„	24.9	2527		+108			0.057	+1.9	+0.76
Meru	53.25	4542	4558	+ 16			0.067	+0.2	+0.04
Kibo	55.35	5864	5891	+ 27			0.089	+0.3	+0.05
Donjo Benne	2.4	1892			1892				
Donjo Ssogoneu	12.4	2091			2091				
Berg nördl. v. Madji-ja-njuu	1.0	1231			1231				
Berg östl. v. Madji-ja-njuu	4.5	1234			1234				
Kwisu-Berg im Pare-Gebirge	9.5	1928			1928				
Kende, südl. Kuppe „	7.0	2024			2024				
Buenne-Berg „	5.5	1168			1168				

metrischen Höhenbestimmungen aus früherer Zeit, bei denen die klimatischen Korrektionen nicht berücksichtigt sind, anhaften. Sie setzen sich zusammen aus dem Fehler der Höhe meines Standpunktes, die aus Tabelle 62, 68 oder 87 entnommen wurde, dem Refraktionsfehler und dem von der fehlerhaften, der Konstruktion entnommenen Entfernung herrührenden Fehler. Der letztere dürfte so stark überwiegen, daß die anderen beiden daneben kaum in Betracht kommen. Das Gelingen des Versuchs hing also in erster Linie von der Genauigkeit der Routenaufnahme ab umsomehr, als die Messung der Zenitdistanzen nach denselben Bergen aus ganz verschiedenen Richtungen, in verschiedenen Entfernungen und von verschiedenen Höhenlagen aus erfolgt ist. Die Resultate enthält Tabelle 85.

Von einer Anzahl der in Tabelle 85 enthaltenen Berge sind die wahren Höhen nachträglich durch die Grenztriangulation zwischen Deutsch- und Britisch-Ostafrika bekannt geworden, sodaß mein Versuch eine ausgiebige Kontrolle erfahren hat. Die von der englischen Grenz-Kommission ermittelten Höhen[1]) stehen in Spalte 4, die Verbesserungen, die meine Zahlen danach erfordern, in Spalte 5.

Bei der Mittelbildung der anderen mehrfach beobachteten Höhen wurde den Beobachtungen ein Gewicht $= 1 : s \cdot \frac{dh}{ds}$ erteilt.

Damit ergibt sich der größte vorkommende Höhenfehler zu 108 m und der mittlere Fehler zu $\pm 33 \frac{h}{1000} m$, was für diese rohe Methode und runde Höhenzahlen eine ganz annehmbare Genauigkeit darstellt. Nimmt man an, daß die Höhenfehler ausschließlich von der fehlerhaften Annahme der Entfernung herrühren, so bekommt man die in Spalte 9 stehenden Entfernungsfehler, während

1) G. E. Smith, From the Victoria Nyanza to Kilimanjaro in The Geographical Journal Bd. 29 S. 249 u. ff. 1907.

Spalte 10 dieselben Fehler reduziert auf eine Einheitsstrecke von 10 km enthält. Die Anzahl und die Verteilung der letzteren Fehler zeigt Tabelle 86.

Tabelle 86. Anzahl und Verteilung der Entfernungsfehler für die Strecke von 10 km.

Zwischen den Grenzen			liegen Fehler
0.0 km	und	0.19 km	14
0.2	„	0.39	8
0.4	„	0.59	4
0.6	„	0.76	1

Der größte vorkommende Fehler ist 0.76 km auf 10 km oder $^1/_{13}$, der mittlere Fehler ± 0.3 km oder $^1/_{30}$ der Länge. Die Geringfügigkeit dieser Beträge zeigt die große Zuverlässigkeit der Routenaufnahmen.

Eine Reihe von Orten, an denen ich Fernpeilungen genommen hatte, konnte ich mit deren Hilfe rückwärts einschneiden, da die Zielpunkte später von der englischen Grenz-Kommission trigonometrisch festgelegt worden sind[1]). Dadurch bekam ich für die in Tabelle 87 zusammengestellten Höhenbestimmungen genauere Entfernungswerte, die die Berechnung der wahren Höhen mit großer Annäherung ermöglichten.

Tabelle 87. Trigonometrisch bestimmte Höhen (Fortsetzung von Tabelle 80).

1 Zu bestimmender Punkt	2 Anschlußpunkt von bekannter Höhe	3 Höhe üb. dem Meere m	4 Mittel m	1 Zu bestimmender Punkt	2 Anschlußpunkt von bekannter Höhe	3 Höhe üb. dem Meere m	4 Mittel m
Lager 53, am Ngare essero	Ssambu Süd	679	675	Lager64, a. Lolmuti-Bache a. Nordwest-Fuße d. Landorödj-Gebirges	Gelei	640	638
„	Schombole	671			Schombole	635	
„	Gelei	[632][2])			Ssambu Süd	638	
Pendel-Station	Ssambu Nord	652	674	Donjo Engei	Lager 53	[2951][2])	2875
Guasso njiró	Schombole	672		„	Lager 64	2875	
„	Aus d. englischen Grenzkarte entnommene Höhenzahl						
„		686		Pendel-Station Ssigirari	Kibo	1151	1151
					Meru	1157	
				„ „	Longido	1145	

1) A. a. O. The Geographical Journal Bd. 29. S. 249 u. ff. 1907.

2) Wegen zu großer Nähe am Fuß des Berges konnte nicht der höchste Punkt eingestellt werden, daher ausgeschlossen.

Die Übereinstimmung zwischen den einzelnen Werten ist befriedigend, woraus hervorgeht, daß die von mir angepeilten Punkte tatsächlich nahezu dieselben sind, wie die, die später von der Grenz-Kommission als trigonometrische Punkte genommen worden sind. Allein bei Guasso njirŏ weicht die aus Ssambu Nord berechnete Höhe etwas stark ab. Dies dürfte daher kommen, daß ich das Nordende des Bergkammes eingestellt habe, während der trigonometrische Punkt weiter südlich liegt; diese Höhe bekam daher halbes Gewicht.

Vier von den Höhen der Tab. 87 ermöglichen eine Kontrolle der entsprechenden barometrischen Höhenbestimmungen, wodurch die frühere Zusammenstellung (Tab. 61 S. 160) erweitert wird. Die Vergleiche sind in Tab. 88 enthalten und nach den Spaltenüberschriften verständlich.

Tabelle 88. Vergleich barometrischer und trigonometrischer Höhen. Fortsetzung von Tabelle 61.

1 Ort	2 Barometrische Höhe	3 Trigonometrische Höhe	4 Fehler der barometrischen Höhe
Pendel-Station Guasso njirŏ (s. Tab. 62)	674 m	674 m	0 m
„ Ssigirari „	1139	1151	—12
Lager 53, am Ngare essero (s. Tab. 68)	678	675	+ 3
„ 64, am Landorŏdj-Gebirge „	661	638	+23

Die Fehler der Spalte 4 sind durchschnittlich größer als in Tab. 61, weil die hier aufgeführten barometr. Höhen nur auf vereinzelten Beobachtungen beruhen und daher die zufälligen Fehler einen großen Einfluß ausüben. Allein auf der Pendel-Station Guasso njirŏ erstrecken sich die Beobachtungen über mehrere Tage, wodurch die zufälligen Fehler sich gegenseitig aufgehoben haben, sodaß die barometrische Höhe mit der trigonometrischen übereinstimmt. Daß der Fehler sogar gerade null ist, dürfte allerdings wohl ein Zufallsresultat sein.

43. Schlußwort zum zweiten Teil.

Nach neueren Messungen[1]) ist die Seehöhe des Barometers in Dar essalam um 6 m kleiner, als nach den Angaben von Maurer in dieser Arbeit angenommen worden ist (s. Tab. 4 S. 53). Die abgeleiteten Höhen sind durch diese fehlerhafte Annahme einer der Hauptgrundlagen jedoch nur teilweise verfälscht. Die Größe

1) Deutsche übers. meteor. Beob. Heft XIV S. 220.

des Fehlers einer einzelnen Höhe läßt sich ohne weiteres nicht bestimmen, sie schwankt zwischen 0 m und 4 m.

Zum Schluß seien die Ergebnisse von allgemeinerer Bedeutung, zu denen die vorliegende Arbeit geführt hat, nochmals kurz zusammengefaßt.

1. Die Angriffe des Herrn Lemaire auf Herrn v. D. sind als völlig unbegründet zurückzuweisen. Herrn Lemaires Vorschriften über die Ausführung von barometrischen Höhenmessungen und seine Ansichten über die dabei wirksamen Fehlerursachen sind zum größten Teile unzweckmäßig und unzutreffend. Die von ihm berechneten Höhen sind nur ganz rohe Annäherungen.

2. Die früher gefundenen großen Unterschiede barometrischer Höhenmessungen an denselben Orten in Ostafrika stehen in auffallendem Widerspruch zur Gleichmäßigkeit des Tropenklimas. Die Ursache davon liegt in systematischen klimatischen Fehlern, die eine tägliche und eine jährliche Periode haben, und denen zufolge auch das Jahresmittel der barometrischen Höhen um teilweis recht erhebliche Beträge zu groß ausfällt.

3. Diese Perioden lassen sich bei küstennahen und bei nahe aneinander gelegenen Stationen aus den Unterschieden der barometrischen und beobachteten Temperaturen erklären.

4. Bei den weiter binnenlands gelegenen Stationen treten außerdem noch Perioden des Luftdruck-Gradienten zwischen dem Inneren und der Küste hinzu, weil der Luftdruck auf den inneren Hochflächen die auf dem Indischen Ozean und an der Küste herrschende Jahresschwankung nur in sehr geringem Maße mitmacht, dagegen eine stärkere tägliche Schwankung aufweist.

5. Die jährliche Kurve der Luftdruck-Gradienten gegenüber der Küste ist an den untersuchten 9 Stationen der Kurve der relativen Temperatur-Anomalien parallel. Danach kann der Satz von Teisserenc de Bort über die Proportionalität von Luftdruck-Gradienten und Temperatur-Anomalien auf die jährliche Periode dieser beiden Größen ausgedehnt, und die wahren Gradienten können aus den beobachteten Anomalien berechnet werden.

6. Die Verbesserung $(\theta - t)^m$ des Jahresmittels der beobachteten Temperaturen läßt sich als lineare Funktion der Temperatur-Anomalie dieses Jahresmittels darstellen. Durch diese Verbesserung wird der letzte Fehler des Jahresmittels der barometrischen Höhen beseitigt.

7. Die gebräuchliche Reduktion des Luftdrucks auf den Meereshorizont ist auf den Hochebenen Ostafrikas nicht anwendbar.

8. Die zufälligen Fehler der barometrischen Höhen sind kleiner als die systematischen Fehler, daher empfiehlt sich die Berücksichtigung der letzteren auch bei einzelnen Messungen.

Der systematische Fehler einer einzelnen barometrischen Höhe geht bis zu durchschnittlich 60 m, im Maximum bis 91 m, während der mittlere zufällige Fehler nach Berücksichtigung der systematischen Korrektionen zwischen $\pm$ 6 m und $\pm$ 13 m gefunden worden ist. Die größten vorgekommenen Fehler sind ohne systematische Korrektionen 105 m, mit diesen Korrektionen 32 m.

Der systematische Fehler eines Monatsmittels steigt bis durchschnittlich 33 m, im Maximum 75 m, während der mittlere zufällige Fehler ± 5 m beträgt.

Der systematische Fehler des Jahresmittels beträgt durchschnittlich 20 m, im Maximum 48 m, während die Wirkung der zufälligen Fehler auf etwa ± 2 m zu schätzen ist.

Die Übereinstimmung zwischen barometrischen Höhen und trigonometrisch oder geometrisch bestimmten Höhen entspricht den vorstehenden mittleren Fehlern, wodurch die Richtigkeit der systematischen Korrektionen bestätigt wird.

9. Aus den Unterschieden der auf verschiedenen Basisstationen beruhenden Höhen desselben Ortes ($H - H_{Tab}$) ergeben sich folgende aperiodische Abweichungen des Luftdrucks von seinem Normalwerte: größte beobachtete Abweichung bei einer einzelnen Beobachtung 2 mm (entspricht etwa 25 m Höhenfehler), größte Abweichung des Mittels einer wenigstens eintägigen Beobachtungsreihe 0,9 mm, (entspricht 11 m Höhenfehler), mittlere Abweichung ± 0,6 mm (entspricht rund ± 8 m Höhenfehler).

10. Am Nordende des Njassa bei den auf der Basisstation Langenburg beruhenden Höhen ist der mittlere Fehler einer Höhe im Gebirge $\pm 6.5 \frac{h}{1000}$ m, in den Steppen der Grabensohlen und auf den Plateaus $\pm 10{,}1 \frac{h}{1000}$ m.

11. Das arithmetische Mittel der barometrischen Höhen um 7a, 2p und 9p ist gleich dem Tagesmittel der barometrischen Höhe.

12. Die günstigste Tageszeit für eine vereinzelte barometrische Höhenmessung ist 8a oder 7p.

13. Die Benutzung von Barograph und Thermograph empfiehlt sich auch bei nur ein- oder zweitägigem Aufenthalt auf einer Station.

14. Auf dem Marsche ist die Benutzung eines Aßmannschen Aspirations-Thermometers vorteilhaft.

15. Das Kleben des Quecksilberfadens der Siedethermometer ist teilweis so stark, daß es sich nach dem Vorgange Mohns empfiehlt, die Thermometer vor jeder Ablesung durch sanfte Schläge zu erschüttern.

16. Die Aneroid-Barometer der Expedition und ein Aneroid des Botanikers Götze haben während der Reise nicht nur ihre Stand-Korrektion, sondern auch ihre Teilungs-Korrektion geändert, sodaß die dauernde Kontrolle auch dieser Fehlerquelle auf Reisen erforderlich ist.

17. Der mittlere Fehler meiner Routenaufnahme ist rund $= \pm 1/30$ des zurückgelegten Weges. Die aus der Routenkonstruktion entnommenen Entfernungen genügen daher zur Berechnung angenäherter trigonometrischer Höhenunterschiede, deren mittlerer Fehler $= \pm 33 \frac{h}{1000}$ m ist.

DEUTSCH-OSTAFRIKA.

Maaßstab 1: 5000000.

0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150 Kilometer

Höhen in Metern.

Die Hauptorte der Bezirksämter u. Militärbezirke sind unterstrichen, die Nebenverwaltungsstellen u. besondern Officierposten sind unterstrichelt.

Bahn im Betrieb

Konzessionierte Bahn

Weg der Pendel-Expedition und meteorologische Stationen

Weg von Glauning allein

" " Kohlschütter "

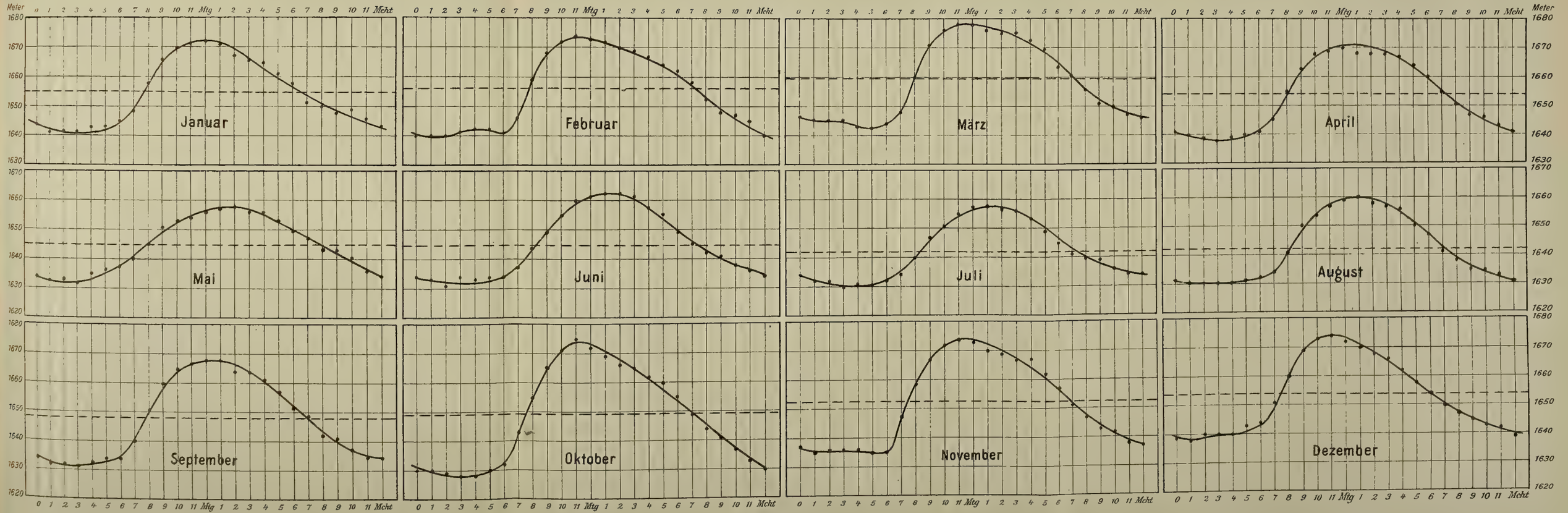
Gemeinsamer Weg

Die im ersten Teil erwähnten Ortschaften und Pendel-Stationen, sowie die im zweiten Teil benutzten meteorologischen Stationen sind rot eingetragen. Pendel-Stationen sind rot unterstrichen.

Weidmannsche Buchhandlung, Berlin

Lithogr. u. Druck v. Dietrich Reimer (Ernst Vohsen), Berlin

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY



Figur 1.

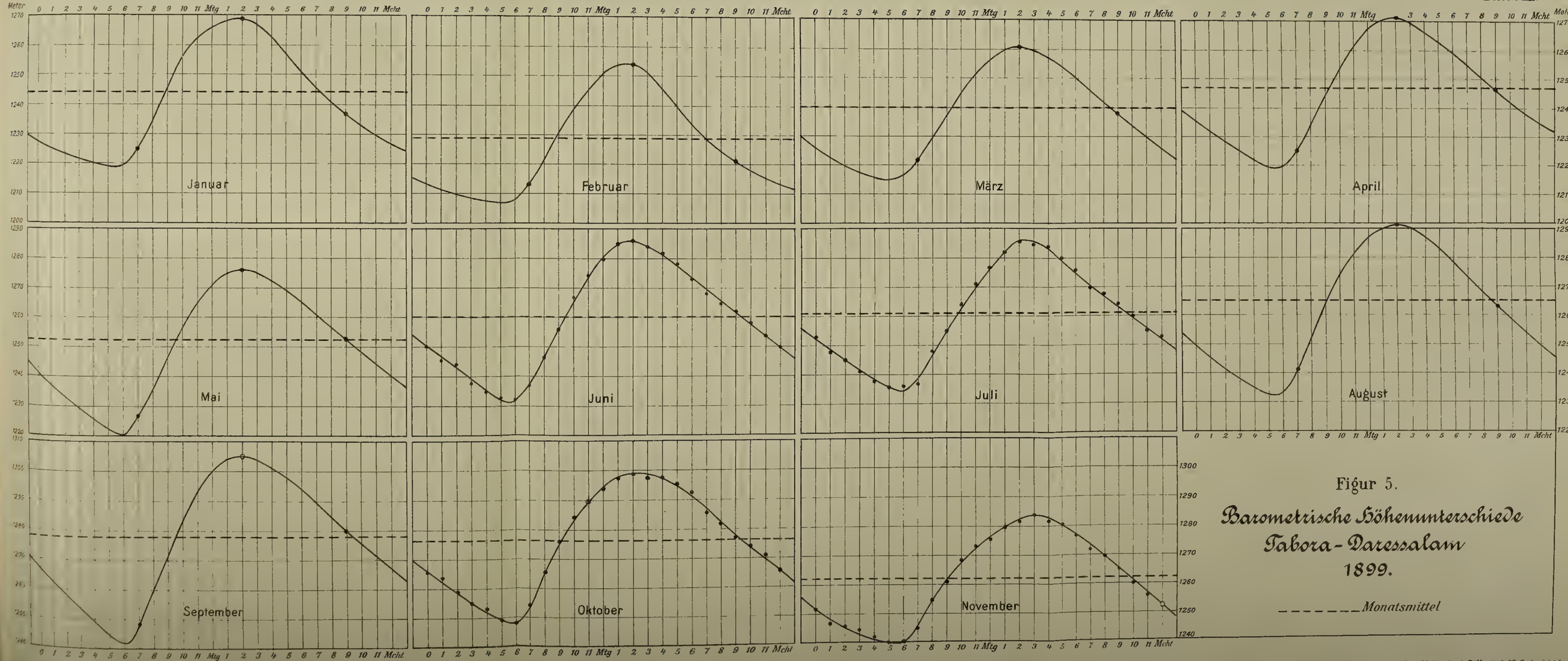
Barometrische Höhenunterschiede Kwei-Daressalam 1897, 98 und 99.

– – – – – Monatsmittel.

Meisenbach Riffarth & Cº Berlin-Schöneb.

Weidmannsche Buchhandlung, Berlin

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY



Figur 5.

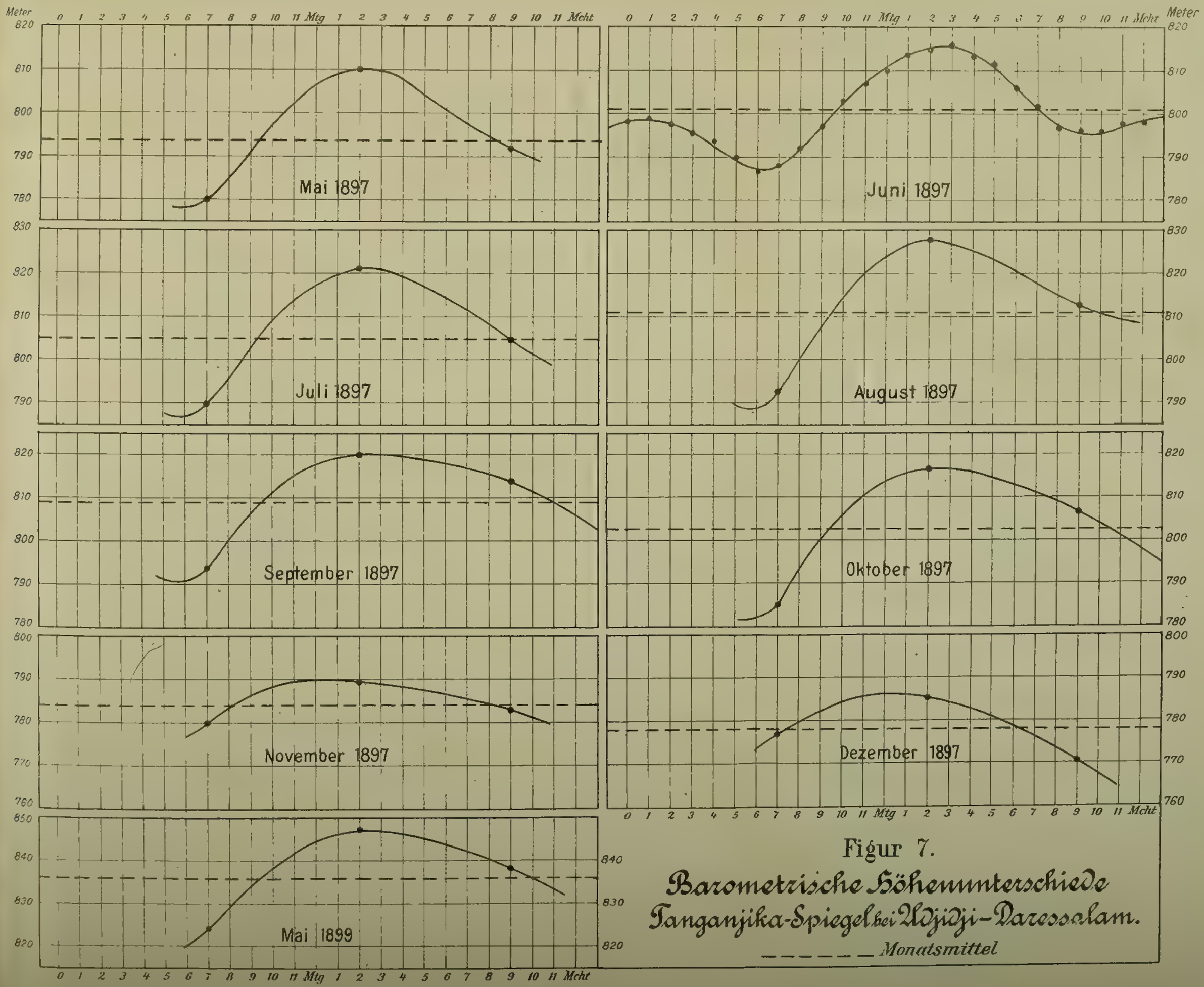
Barometrische Höhenunterschiede
Tabora - Daressalam
1899.

_ _ _ _ _ _ _ Monatsmittel

Lith. Meisenbach Riffarth & Cº Berlin-Schönbg.

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

Tafel V.



Figur 7.

Barometrische Höhenunterschiede Tanganjika-Spiegel bei Udjidji–Daressalam.

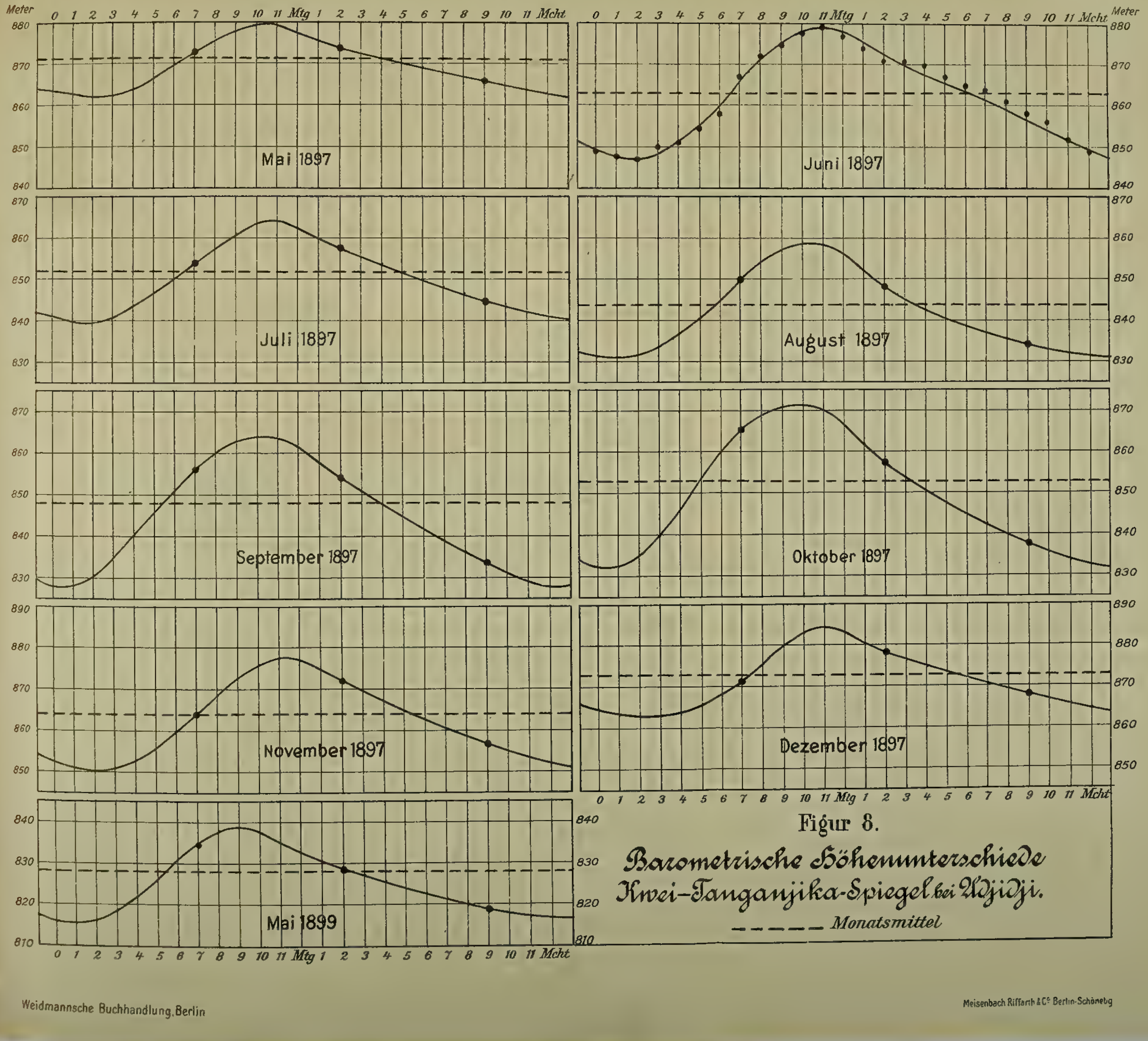
_____ Monatsmittel

Reimannsche Buchhandlung, Berlin

Meisenbach, Riffarth & Co. Berlin Schöneberg

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

Tafel VI.



Figur 8.

Barometrische Höhenunterschiede Kwei-Tanganjika-Spiegel bei Udjidji.

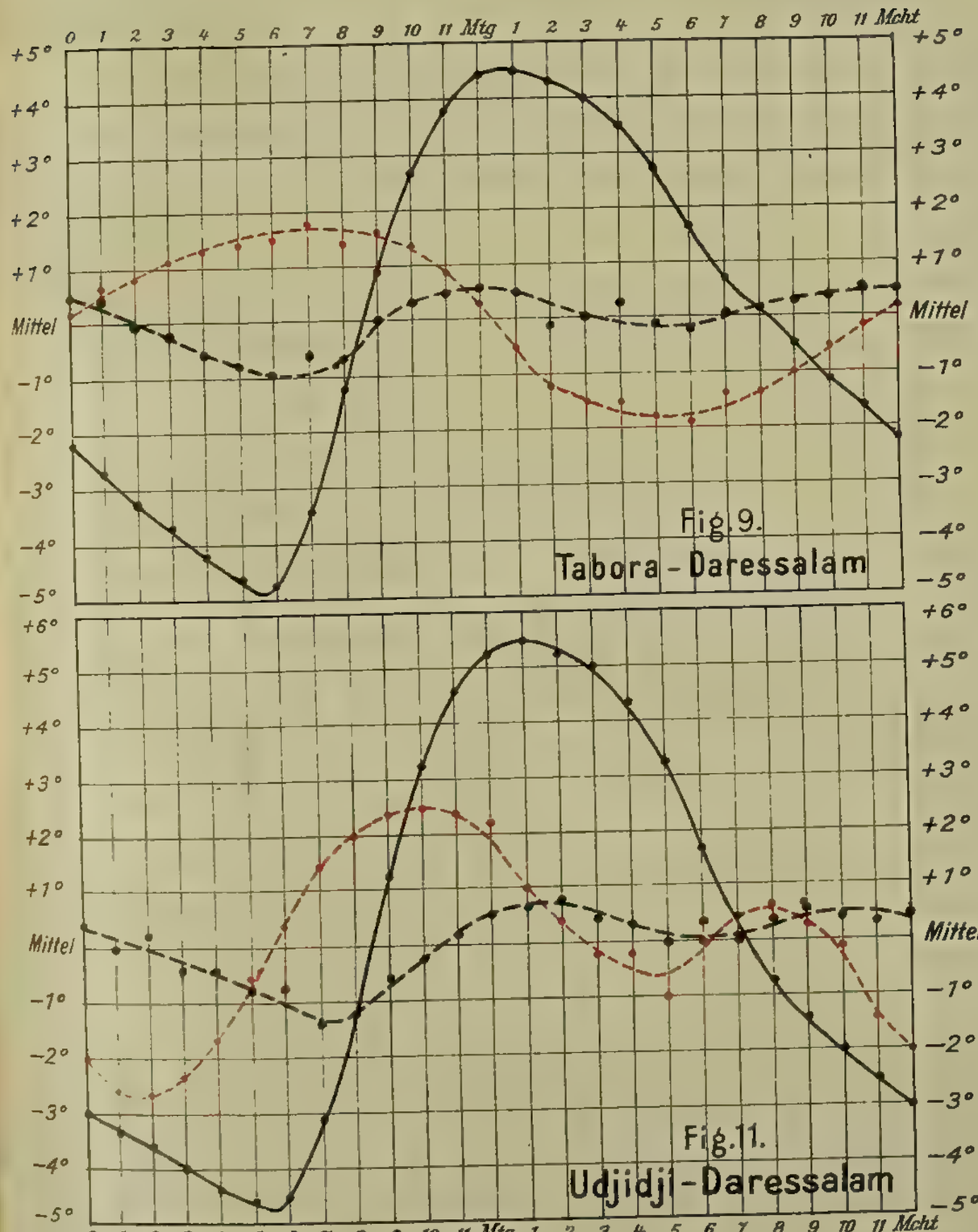
_____ Monatsmittel

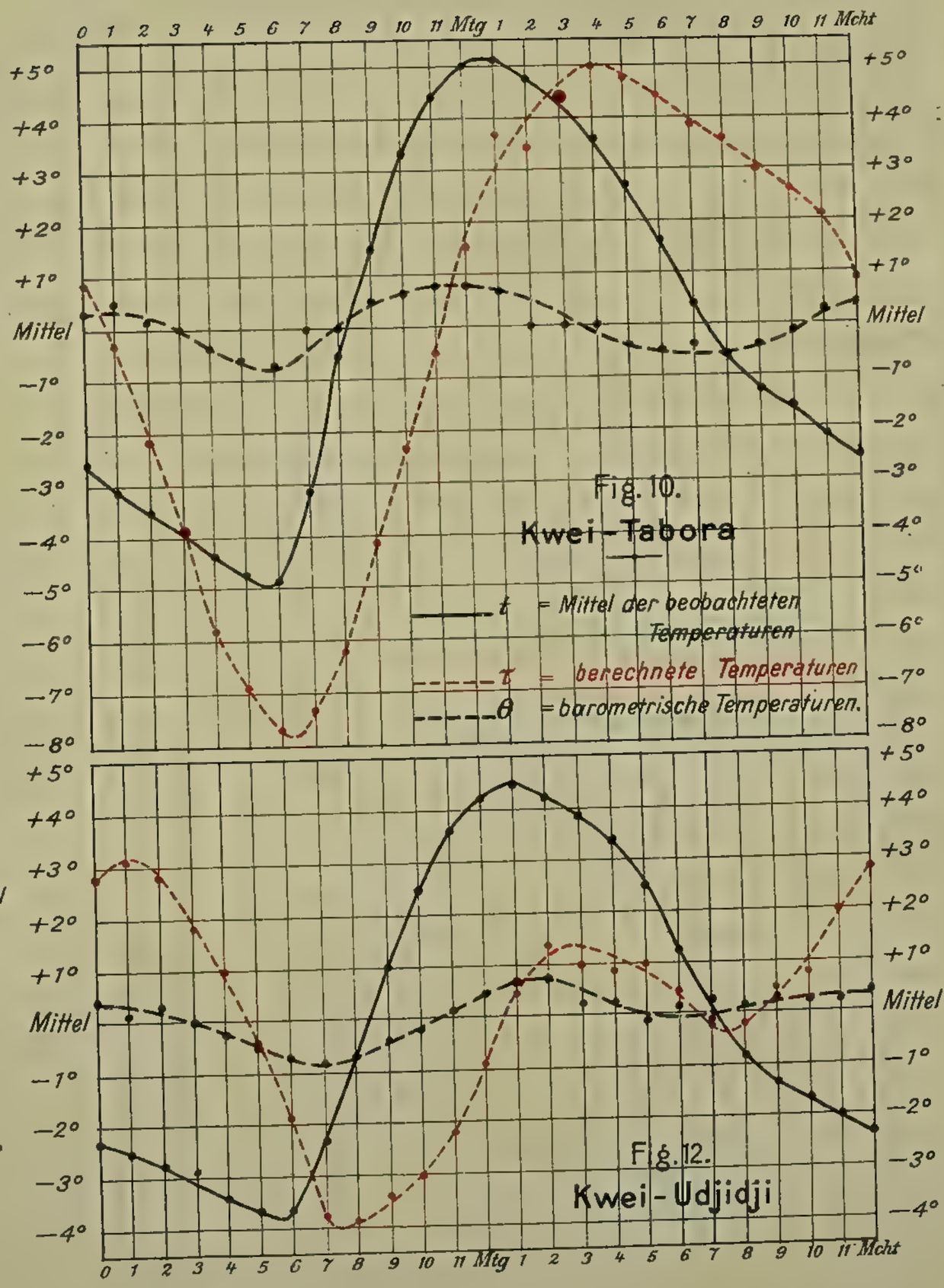
Weidmannsche Buchhandlung, Berlin

Meisenbach Riffarth & Cº Berlin-Schöneb g

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

Tafel VII.





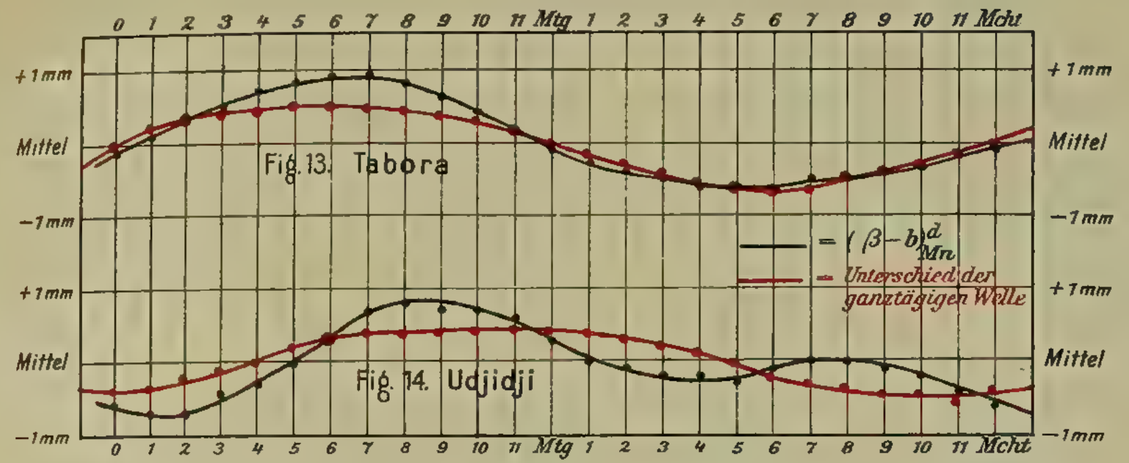
Figuren 9-12.

Täglicher Gang der Lufttemperaturen.

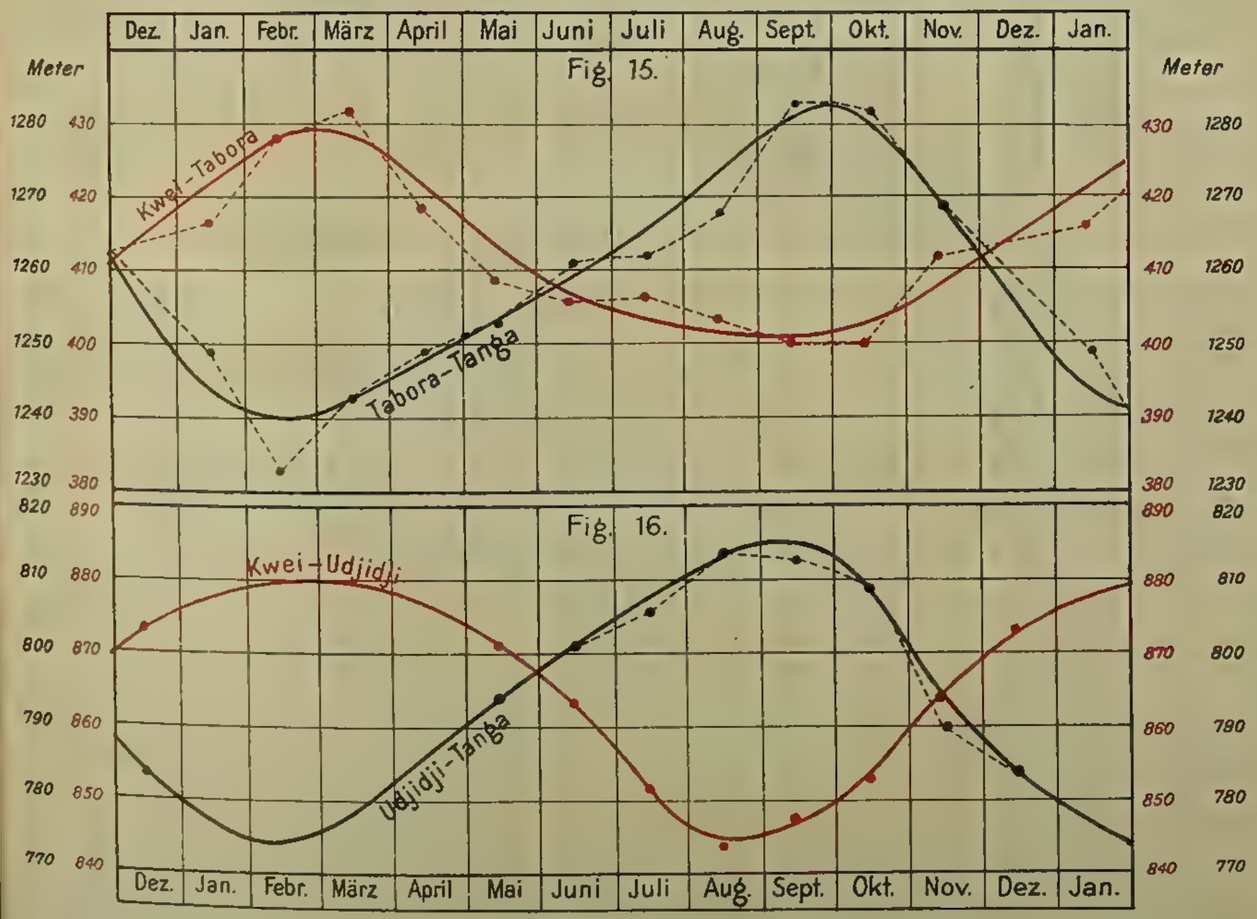
Weidmannsche Buchhandlung, Berlin

Meisenbach Riffarth & Cº Berlin-Schönebg.

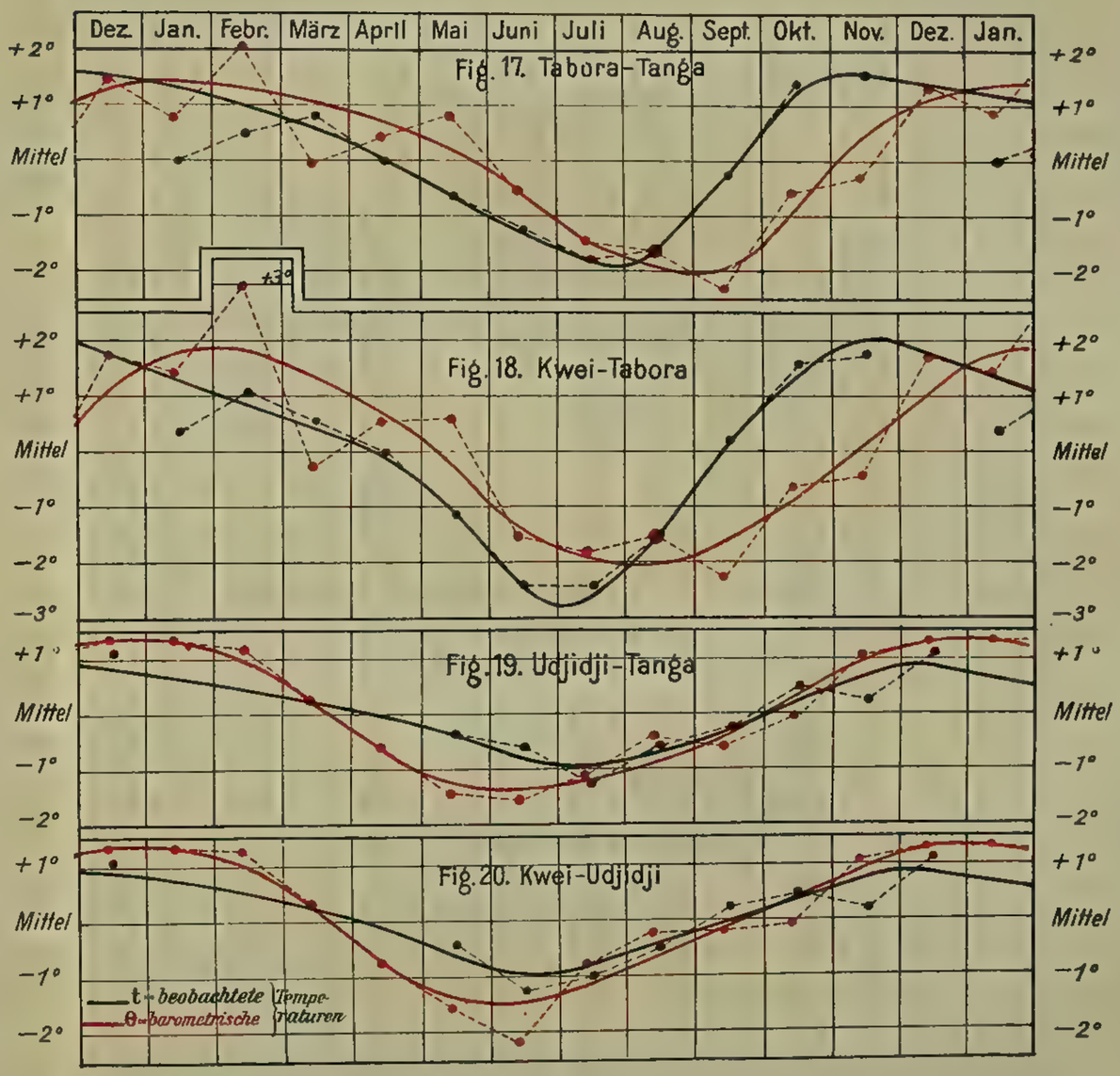
BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY



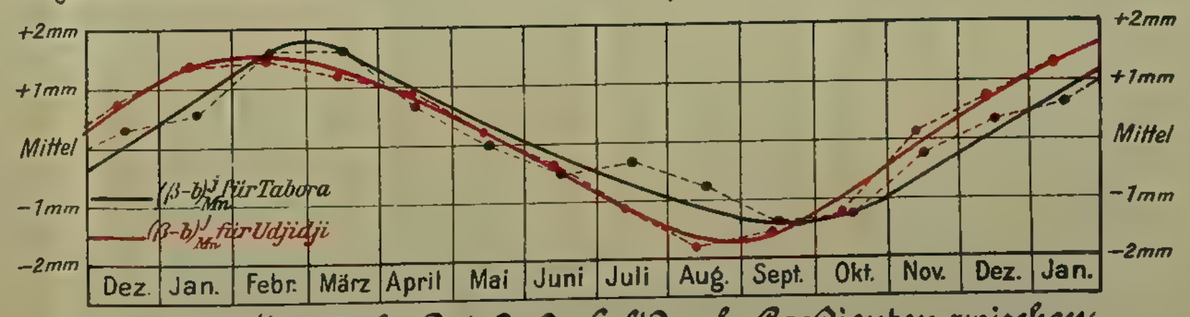
Figuren 13 u. 14. Tägliche Periode des Luftdruck-Gradienten zwischen den Innenstationen und der Küste im Meeresniveau.



Figuren 15 u. 16. Jährliche Periode der Höhenunterschiede der Innenstationen Tabora und Tanganjika-Spiegel bei Udjidji gegen die Küstenstationen Tanga und Kwei.



Figuren 17-20. Jährliche Periode der Lufttemperaturen zwischen Inland u. Küste.

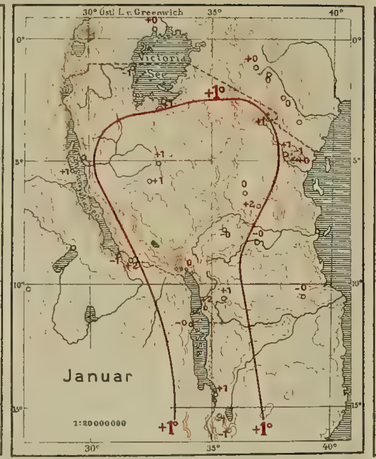


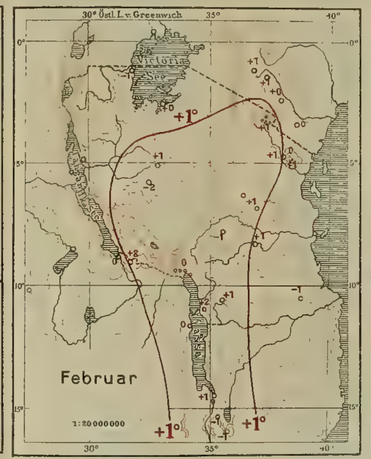
Figur 21. Jährliche Periode des Luftdruck-Gradienten zwischen Innen- u. Küstenstationen auf Meeresniveau bezogen.

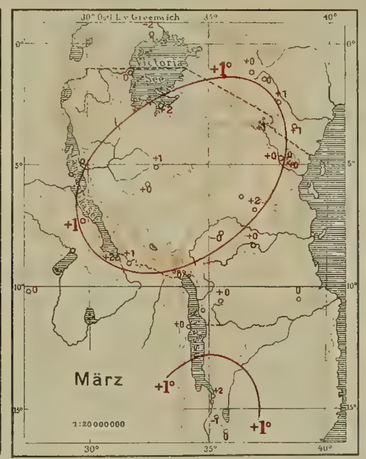
Weidmannsche Buchhandlung, Berlin

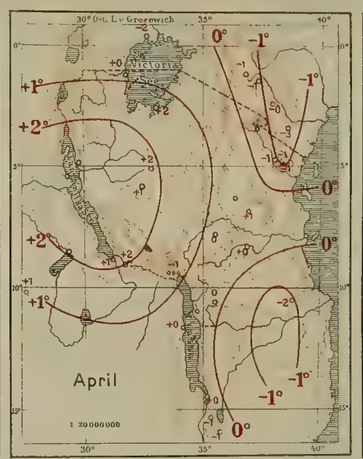
Meisenbach Riffarth & Cº Berlin-Schönebg.

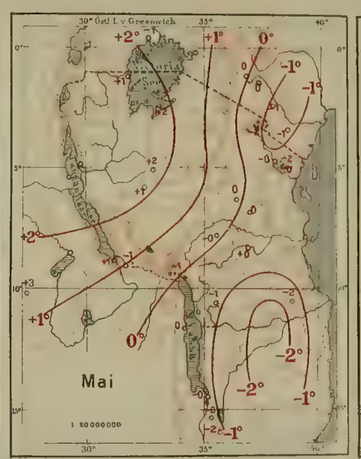
BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

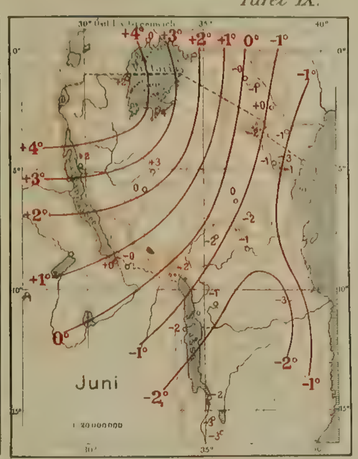


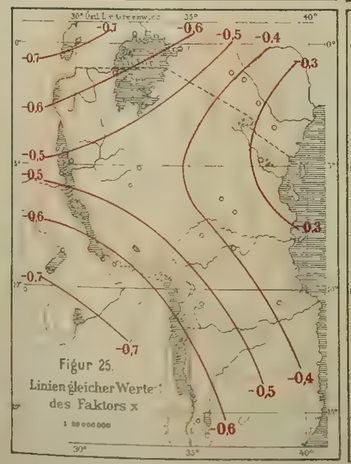


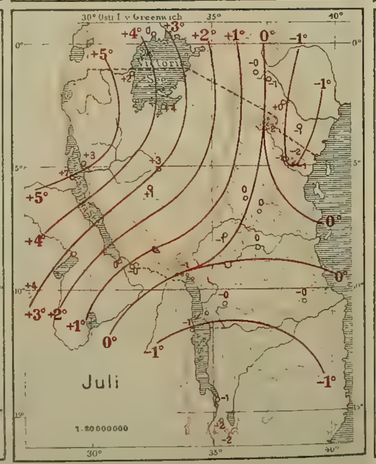


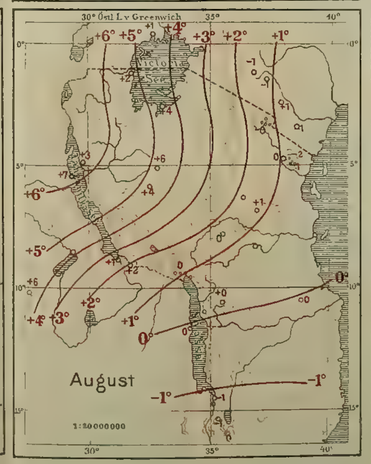


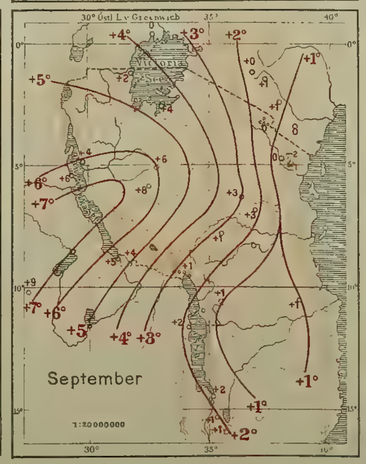


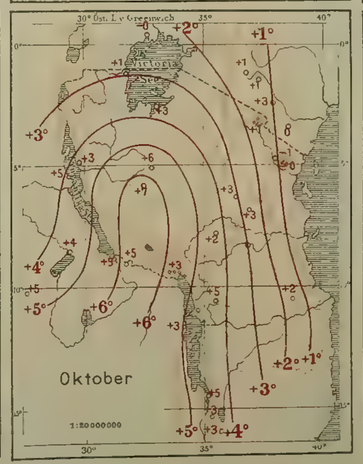


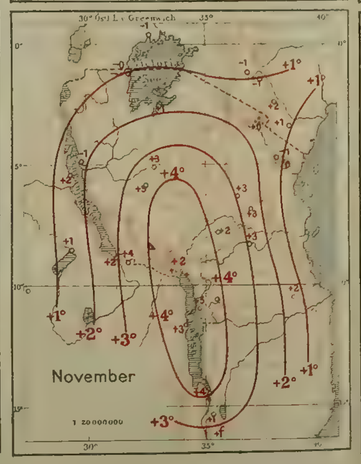


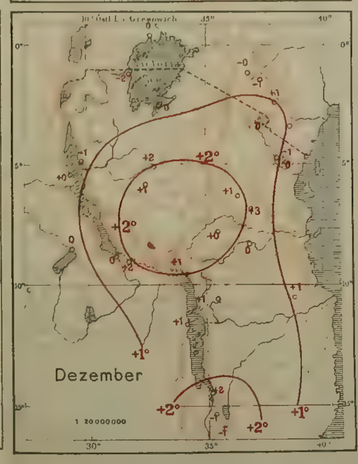












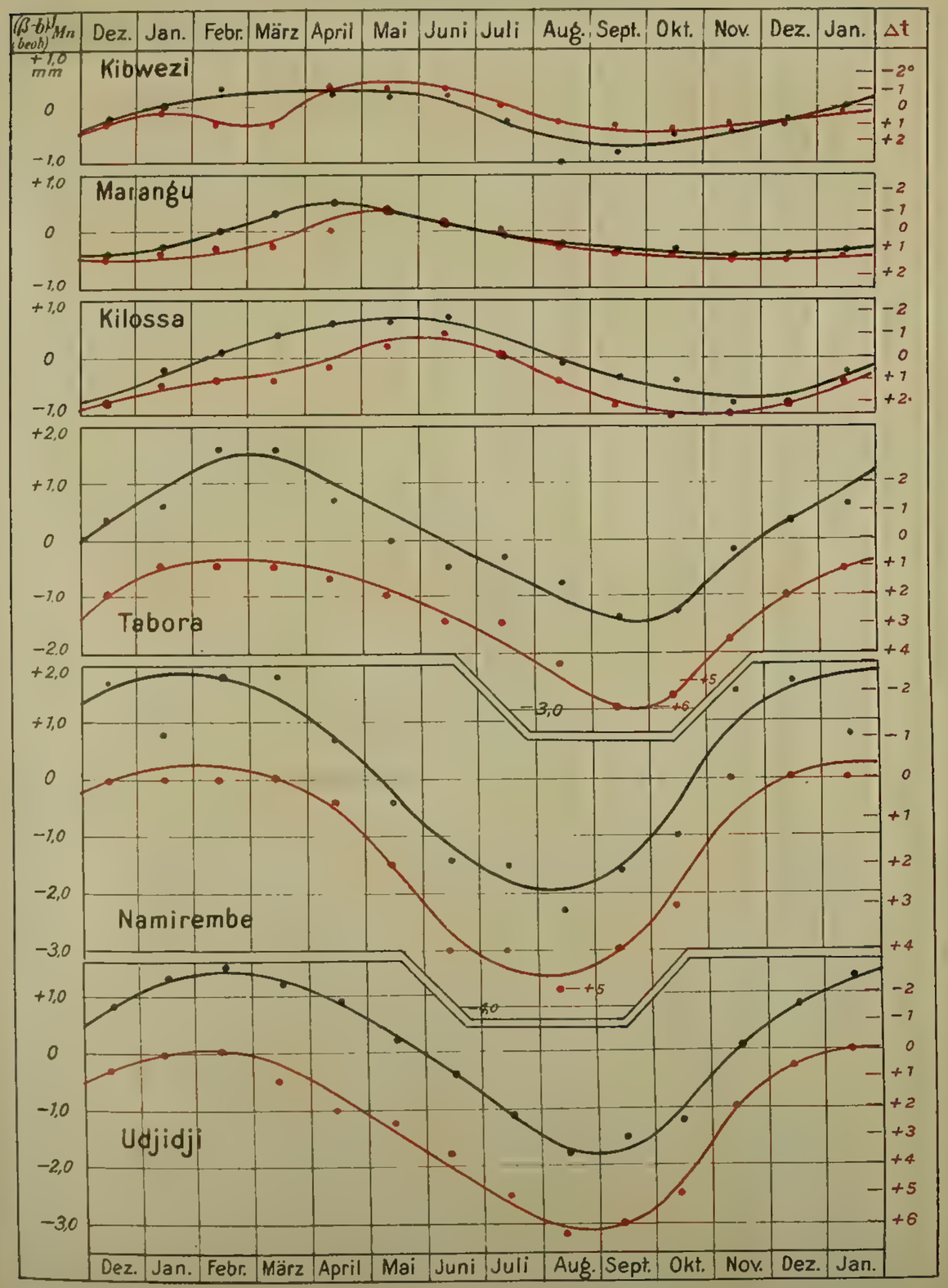
Figuren 23. **Relative Isanomalen der Temperatur.**

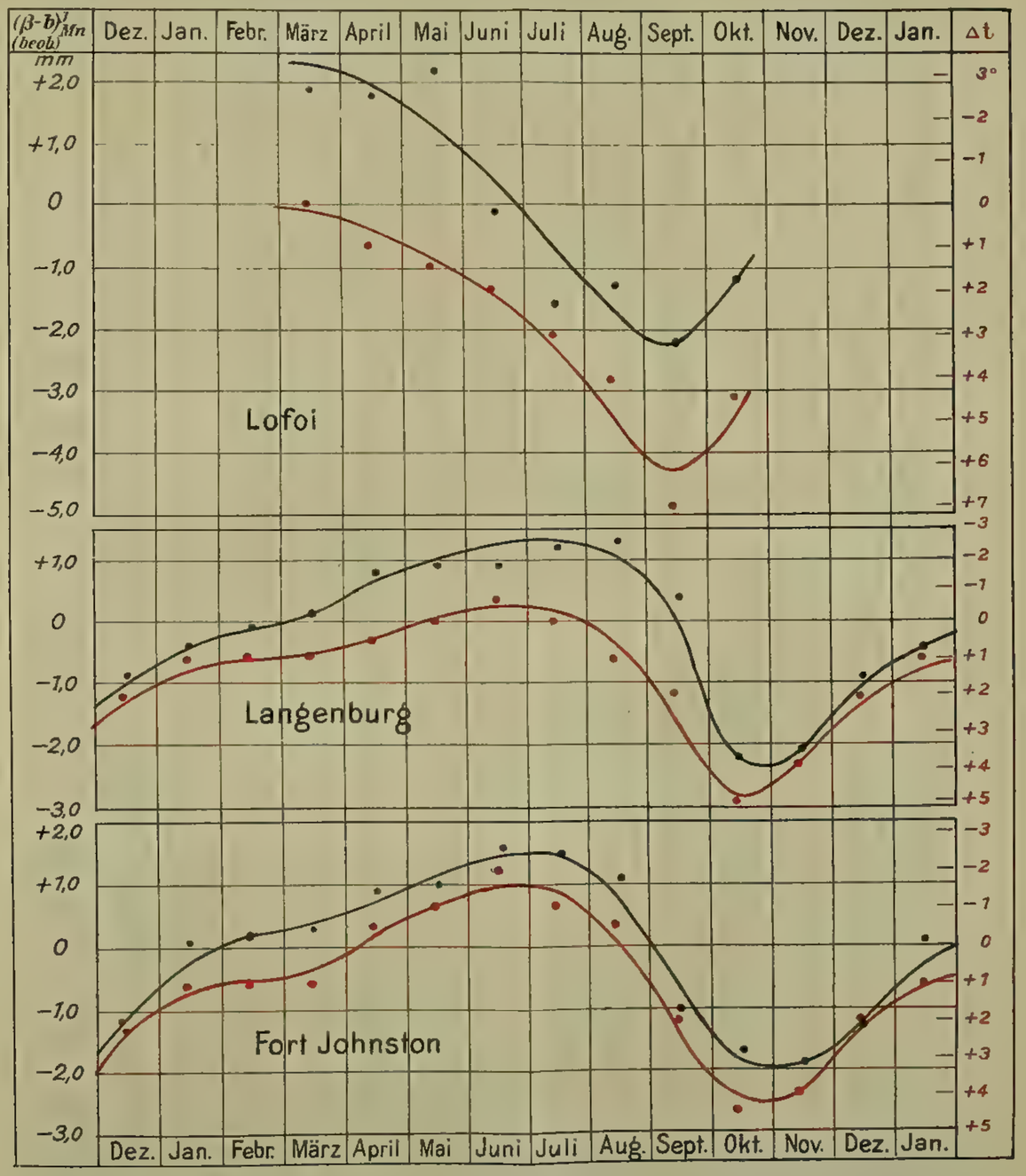
\+ Temperatur zu hoch, − zu niedrig gegenüber der Küste.

Meidmannsche Buchhandlung Berlin

Meisenbach Riffarth & Co. Berlin-Schoneb.

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY





Figur 24.

Jährliche Perioden der Luftdruck-Gradienten u. Temperatur-Anomalien der Innenstationen gegen die Küste

——— Luftdruck-Gradienten. ——— Temperatur-Anomalien.

Weidmannsche Buchhandlung, Berlin

Meisenbach Riffarth & Cº Berlin-Schönebg.

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

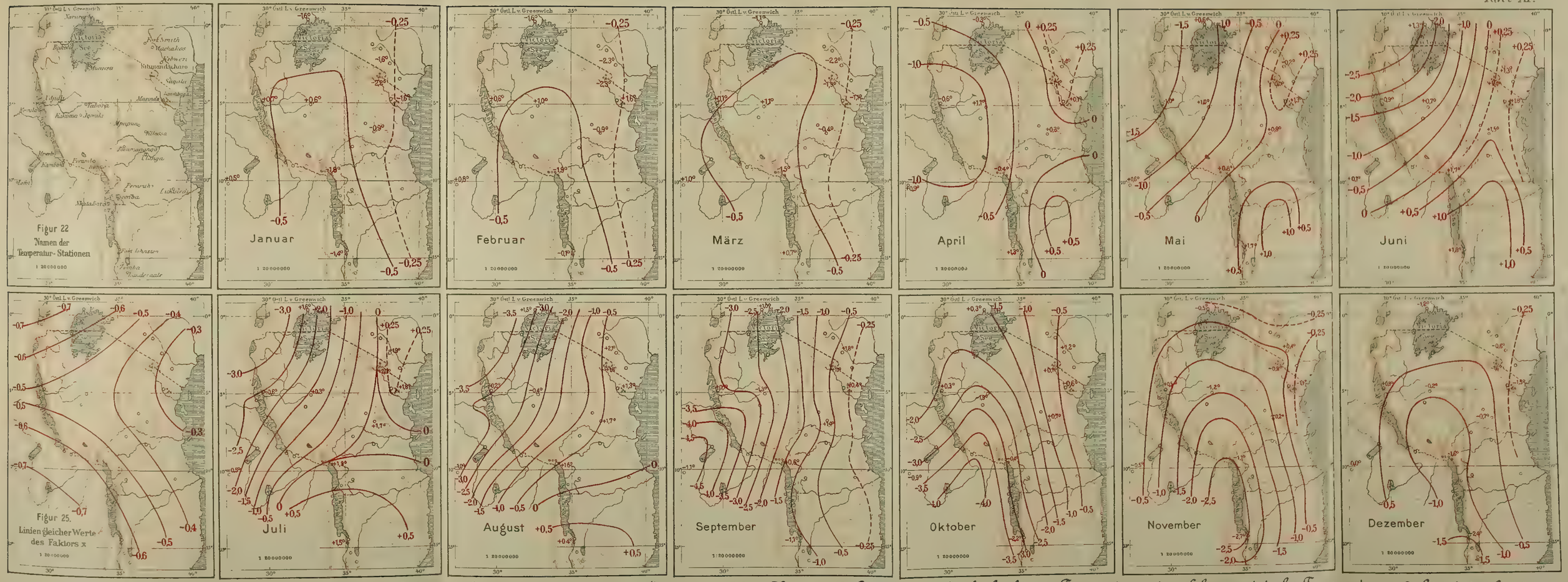


Fig. 26. Linien gleicher Luftdruck-Gradienten zwischen dem Inneren und der Küste und Reduktionen der beobachteten Temperaturen t auf barometrische Temperaturen θ für einige Stationen

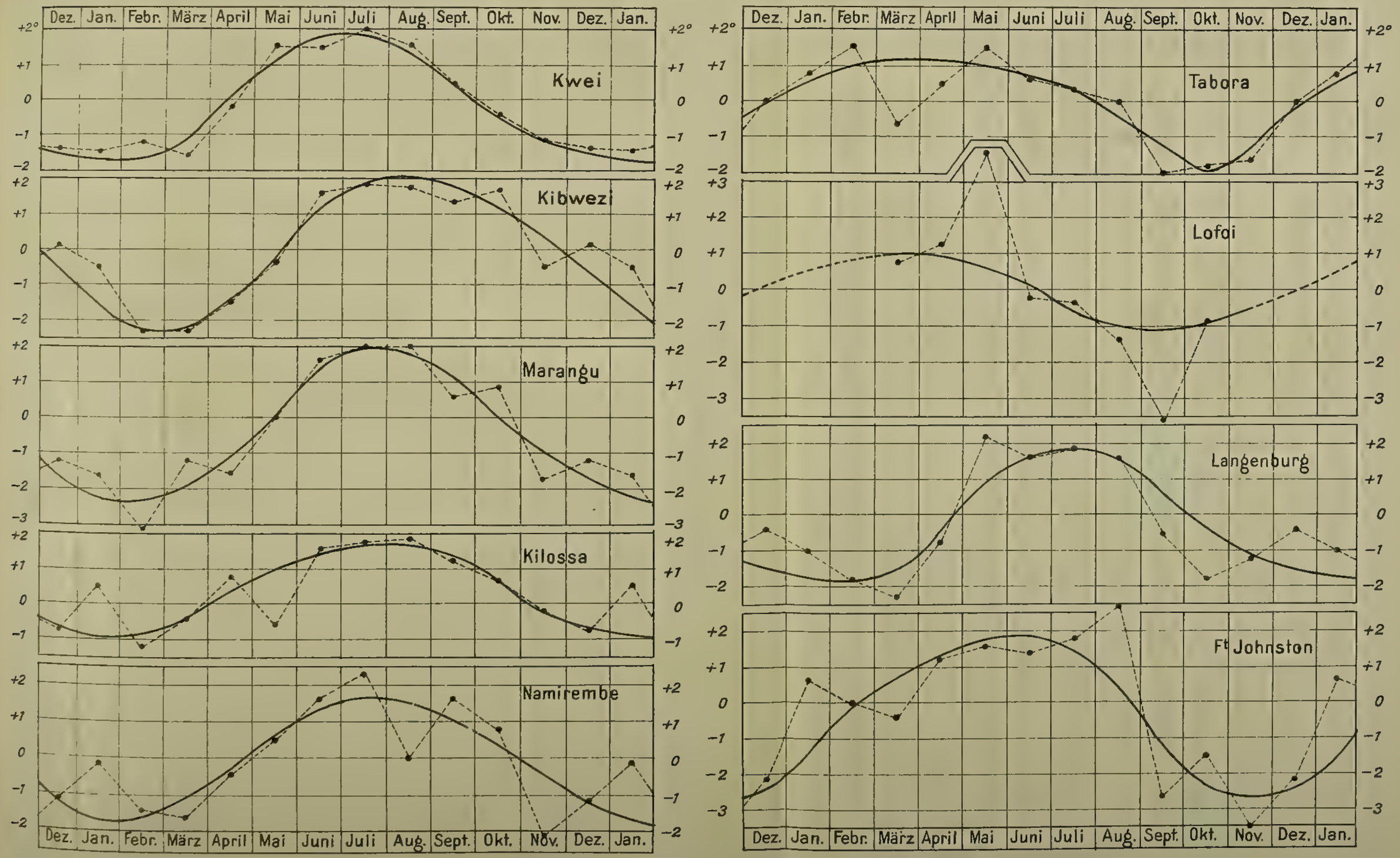
——— $(\beta - b)^{j}_{Mn}$ in Millimetern $\pm 0{,}0° = (\theta - t)^{j}$ in Graden.

Reidmannsche Buchhandlung, Berlin

Meisenbach Riffarth & Cie. Berlin-Schöneberg

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

Tafel XII.



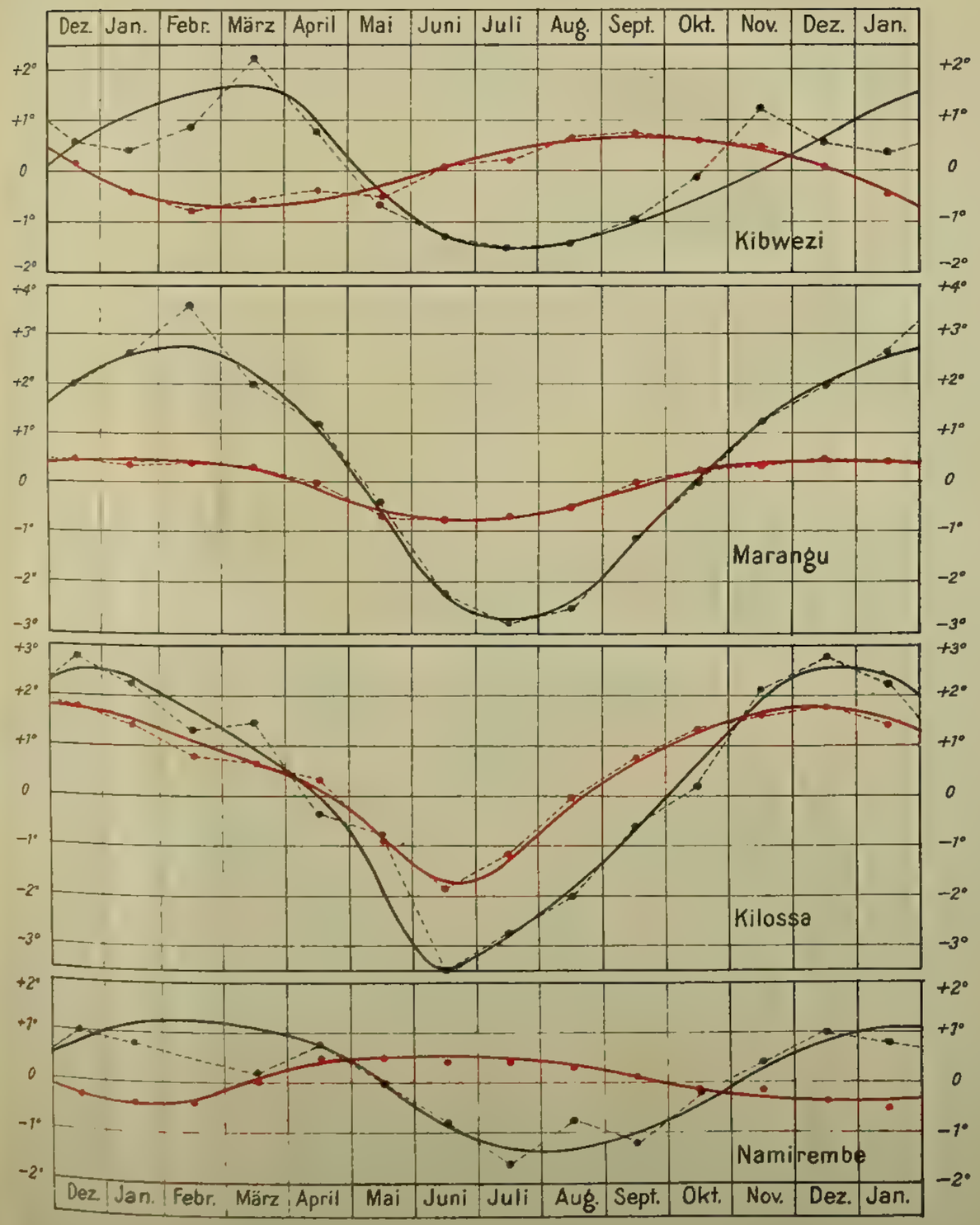
Figur 27. Jährliche Periode der Temperatur-Unterschiede $(\theta - t)^j$.

Weidmannsche Buchhandlung, Berlin

Meisenbach Riffarth & Co. Berlin-Schönebg.

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

Tafel XIII.



Figur 28.

Beobachtete und barometrische Temperatur-Perioden zwischen den Innenstationen und den entsprechenden Küstenstationen

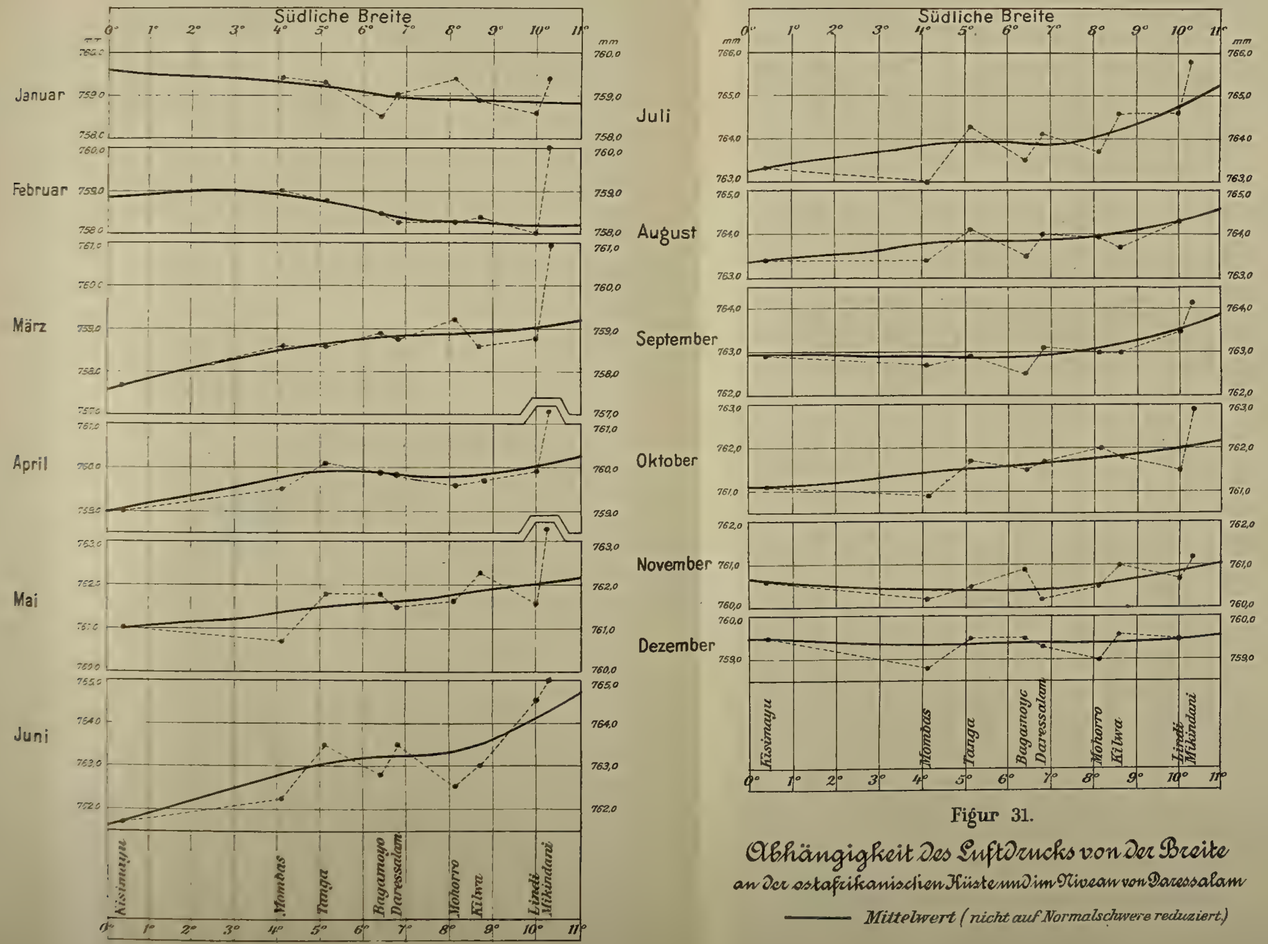
s. auch Fig. 17 u. 19 (Tafel VIII) für Tabora *und* Udjidji.

——— t = *beobachtete Temperaturen* ——— θ = *barometrische Temperaturen*

Weidmannsche Buchhandlung, Berlin

Meisenbach Riffarth & Cº Berlin-Schöneberg.

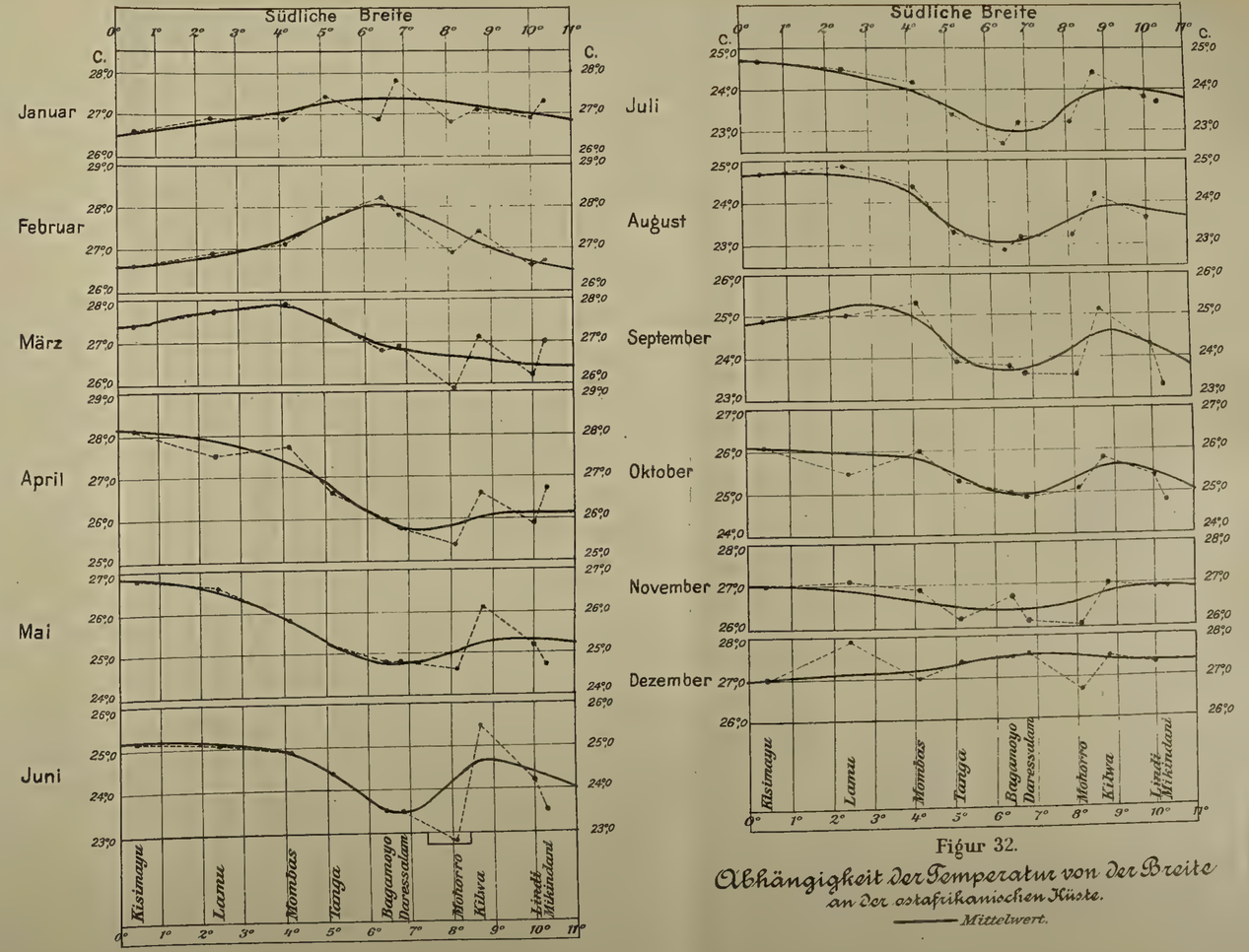
BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY



Figur 31.

Abhängigkeit des Luftdrucks von der Breite
an der ostafrikanischen Küste und im Niveau von Daressalam

——— Mittelwert (nicht auf Normalschwere reduziert.)



Figur 32.

Abhängigkeit der Temperatur von der Breite
an der ostafrikanischen Küste.

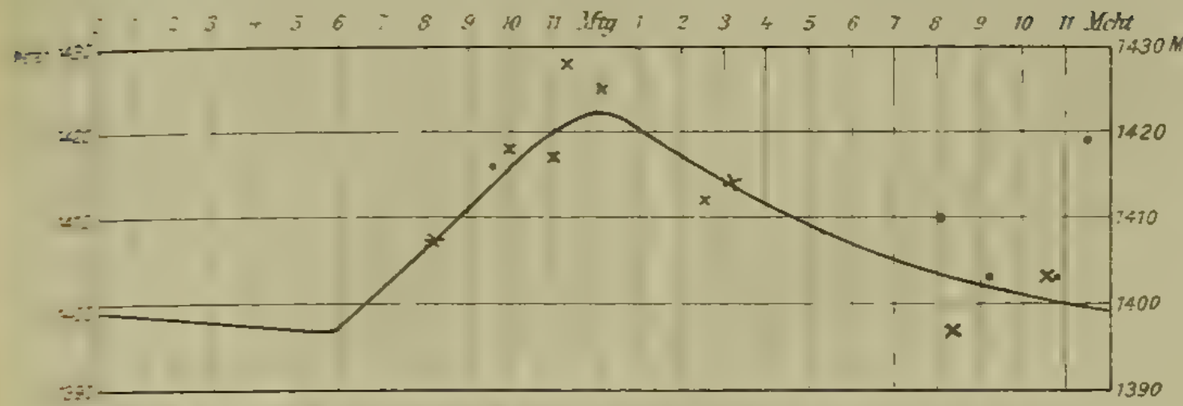
——— Mittelwert.

Reimersche Buchhandlung Berlin

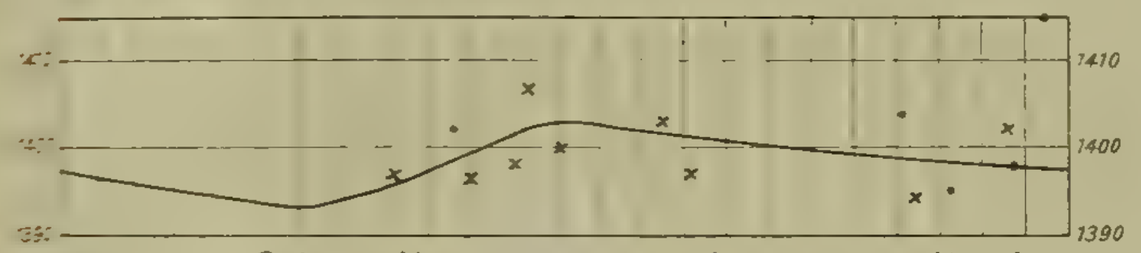
Meisenbach Riffarth & Cie. Berlin-Schöneberg

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

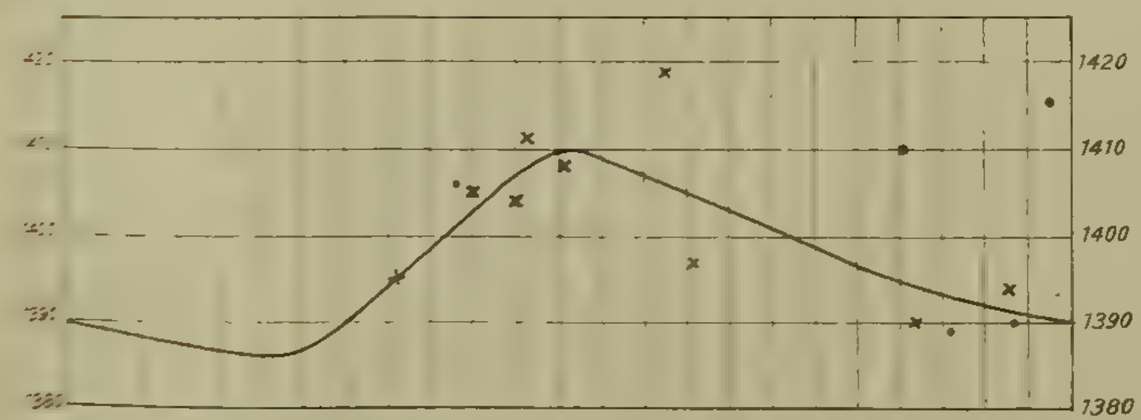
Tafel XV.



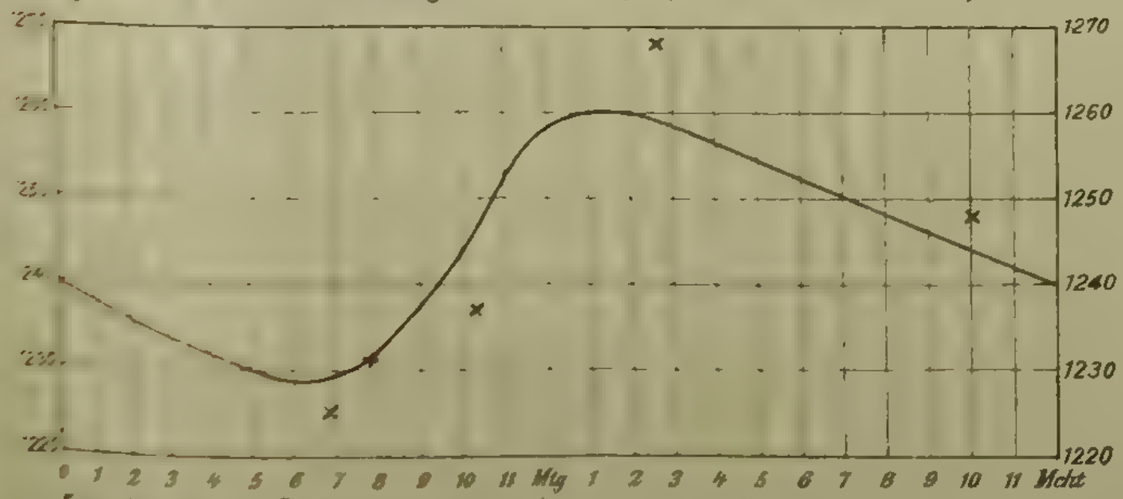
Figur 33. H_{Ma} = Höhe von Utengule unterm Beja (Basisstation: Daressalam)



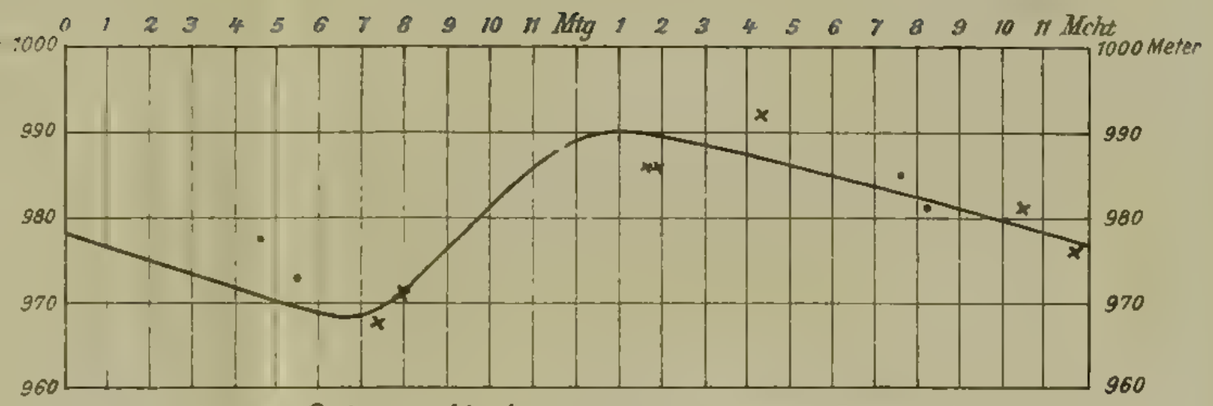
Figur 34. H_K = Höhe von Utengule unterm Beja (Basisstation: Kwei)



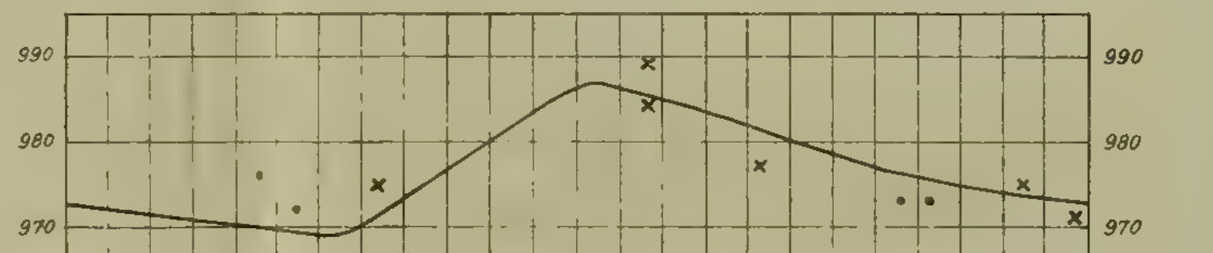
Figur 35. H_T = Höhe von Utengule unterm Beja (Basisstation: Tabora)



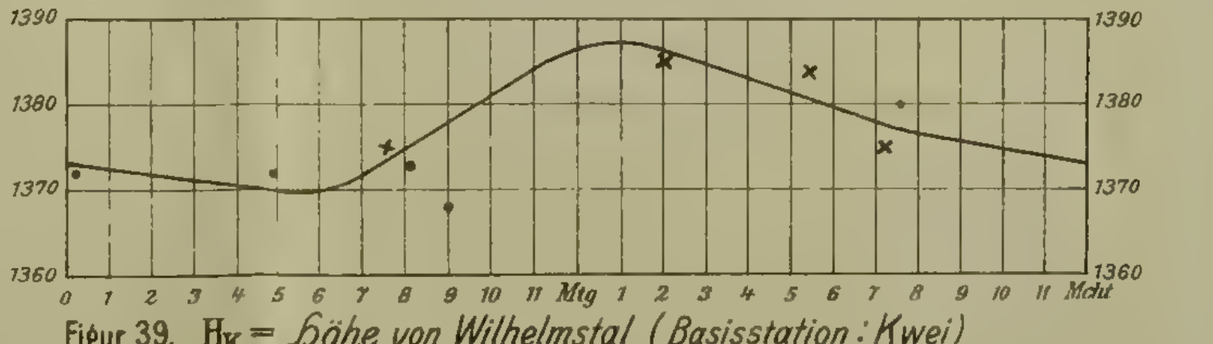
Figur 36. H_{Mn} = Höhe von Ndjilla (Basisstation: Daressalam)



Figur 37. H_{Mn} = Höhe von Umbugwe (Basisstation: Daressalam)



Figur 38. H_K = Höhe von Umbugwe (Basisstation: Kwei)



Figur 39. H_K = Höhe von Wilhelmstal (Basisstation: Kwei)

Figuren 33 bis 39.

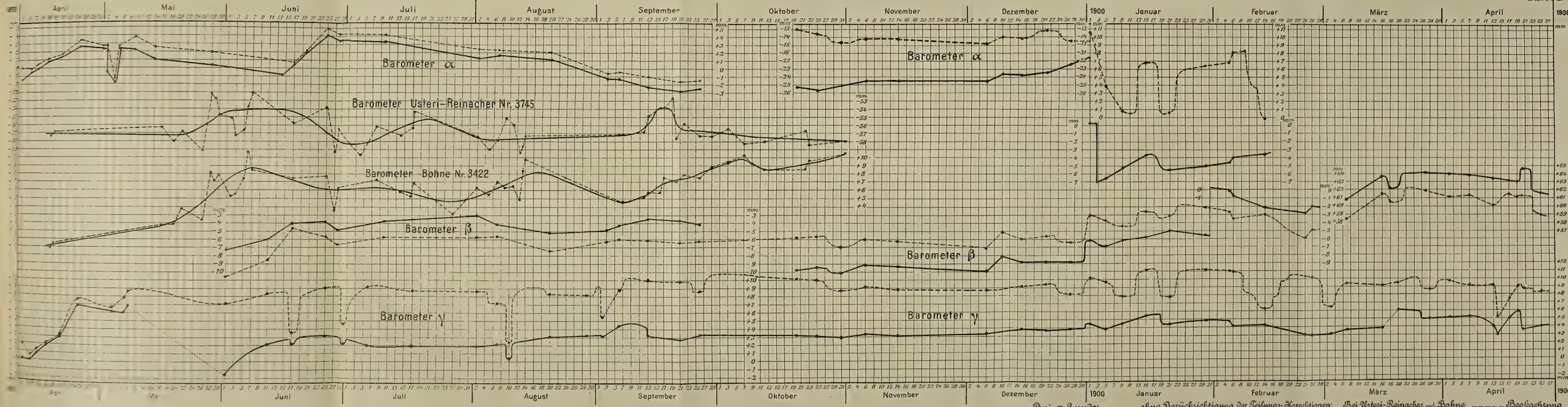
Reste der täglichen Perioden in den Höhen einiger Pendelstationen

× Höhen aus Siedepunkts-Bestimmungen

• „ „ Aneroid-Ablesungen.

Meisenbach Riffarth & Cº Berlin-Schöneberg

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY



Figur 40. Stand-Korrektionen (x) der Aneroid-Barometer

Meisenbach Riffarth & Co. Berlin-Schöneberg

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

ABHANDLUNGEN

DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Kehr, P.,** *Ueber eine römische Papyrusurkunde im Staatsarchiv zu Marburg.* Mit drei Facsimile auf zwei Tafeln. 4. (28 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Ueber Lauterbachs und Aurifabers Sammlungen der Tischreden Luthers.* 4. (43 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 3. **Bonwetsch, N.,** *Das slavische Henochbuch.* 4. (57 S.) 1896. 4 M.

I. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.,** *Der arabische Josippus.* 4. (50 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 5. **Hultsch, Fr.,** *Poseidonios über die Größe und Entfernung der Sonne.* 4. (48 S.) 1897. 3 M.

I. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Buchstabenverbindungen der sogenannten gothischen Schrift.* Mit 5 Tafeln. 4. (124 S.) 1897. 9 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 7. **Leo, Fr.,** *Die Plautinischen Cantica und die hellenistische Lyrik.* 4. (114 S.) 1897. 7 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 8. *Asadi's neupersisches Wörterbuch Lughat-i Furs* nach der einzigen vatikanischen Handschrift herausgegeben von **Paul Horn.** 4. (37 u. 133 S.) 1897. 18 M.

II. Bd. No. 1. **Wellmann, M.,** *Krateuas.* Mit zwei Tafeln. 4. (32 S.) 1897. 3 M.

II. Bd. No. 2. *Das hebräische Fragment der Weisheit des Jesus Sirach* herausgegeben v. **Rudolf Smend.** 4. (34 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 3. **Schulten, Adolf,** *Die Lex Manciana,* eine afrikanische Domänenordnung. 4. (51 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 4. **Kaibel, Georg,** *Die Prolegomena ΠΕΡΙ ΚΩΜΩΙΔΙΑΣ.* 4. (70 S.) 1898. 4 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 5. **Bechtel, Fr.,** *Die einstämmigen männlichen Personennamen des Griechischen,* die aus Spitznamen hervorgegangen sind. 4. (85 S.) 1898. 5 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Spaltung des Patriarchats Aquileja.* 4. (37 S.) 1898. 2 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 7. **Schulten, Adolf,** *Die römische Flurteilung und ihre Reste.* Mit 5 Figuren im Text und 7 Karten. 4. (38 S.) 1898. 5 M.

II. Bd. Nr. 8. **Roethe, Gustav,** *Die Reimvorreden des Sachsenspiegels.* 4. (110 S.) 1899. 8 M.

III. Bd. Nr. 1. *Die charakteristischen Unterschiede der Brüder van Eyck* von **Otto Seek.** 4. (77 S.) 1899. 5 M.

III. Bd. Nr. 2. **Marquardt, J.,** *Ērānšahr nach der Geographie des Ps. Moses Xorenac'i.* Mit historisch-kritischem Kommentar und topographischen Excursen. 4. (358 S.) 1901. 30 M.

III. Bd. No. 3. **Achelis, H.,** *Die Martyrologien, ihre Geschichte und ihr Wert.* 4. (VIII u. 247 S.) 1900. 16 M.

IV. Bd. No. 1. **Tüselmann, Otto,** *Die Paraphrase des Euteknios zu Oppians Kynegetika.* 4. (43 S.) 1900. 4 M.

IV. Bd. No. 2. **Schulten, Adolf,** *Die Mosaikkarte von Madaba* und ihr Verhältnis zu den ältesten Karten und Beschreibungen des heiligen Landes. Mit 3 Kartenbildern u. 1 Figurentafel. 4. (121 S.) 1900. 10 M.

IV. Bd. No. 3. **Wilamowitz-Moellendorff, U. v.,** *Die Textgeschichte der griechischen Lyriker.* 4. (121 S.) 1900. 8 M.

IV. Bd. No. 4. **Rahlfs, Alfred,** *Die Berliner Handschrift des sahidischen Psalters.* Mit drei Lichtdrucktafeln. 4. (154 S.) 1901. 11 M.

IV. Bd. No. 5. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Der Gelegenheitsdichter Venantius Fortunatus.* 4. (140 S.) 1901. 9 M.

IV. Bd. No. 6. **Lüders, Heinrich,** *Über die Grantharecension des Mahābhārata.* (Epische Studien I). 4. (91 S.) 1901. 6 M.

V. Bd. No. 1. **Roethe, Gustav,** *Brentanos ‚Ponce de Leon', eine Saecularstudie.* 4. (100 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 2. **Wellhausen, J.,** *Die religiös-politischen Oppositionsparteien im alten Islam.* 4. (99 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 3. *Neuarabische Volkspoesie* gesammelt und übersetzt von **Enno Littmann.** 4. (159 S.) 1902. 12 M.

V. Bd. No. 4. **Pischel, R.,** *Materialien zur Kenntnis des Apabhraṁśa.* Ein Nachtrag zur Grammatik der Prākrit-Sprachen. 4. (86 S.) 1902. 6 M.

V. Bd. No. 5. **Schulze, Wilhelm,** *Zur Geschichte lateinischer Eigennamen.* 4. (647 S.) 1904. 40 M.

VI. Bd. No. 1. **Kraus, Carl,** *Metrische Untersuchungen über Reinbots Georg.* Mit 2 Excursen. 4. (225 S.) 1902. 16 M.

VI. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Henricus Stephanus über die Regii Typi Graeci.* Mit 2 Tafeln. 4. (32 S.) 1902. 3 M.

VI. Bd. No. 3. **Möller, Hermann,** *Ein hochdeutsches und zwei niederdeutsche Lieder von 1563–1565 aus dem siebenjährigen nordischen Kriege.* Mit einem Anhang: *Deutsche Lieder aus der Grafenfehde.* 4. (67 S.) 1902. 5 M.

VI. Bd. No. 4. **Pietschmann, R.,** *Pedro Sarmientos Geschichte des Inkareiches.* 4. (CXVIII und 161 S.) 1906. 18 M.

VII. Bd. No. 1. **Bonwetsch, N.,** *Die Theologie des Methodius von Olympus.* 4. (177 S.) 1903. 12 M.

VII. Bd. No. 2. **Wilmanns, W.,** *Der Untergang der Nibelunge in alter Sage und Dichtung.* 4. (43 S.) 1903. 3 M.

Fortsetzung umstehend.

Abhandlungen der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

VII. Bd. No. 3. **Höhlbaum, K.**, *Der Kurverein von Rense i. J. 1338.* 4. 1903. 5 M. 50 Pf.

VII. Bd. No. 4. **Flemming, J.**, und **Lietzmann, H.**, *Apollinaristische Schriften.* 4. (X u. 76 S.) 1904. 8 M.

VII. Bd. No. 5. **Schwartz, E.**, *Ueber den Tod der Söhne Zebedaei.* 4. (53 S.) 1904. 3 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 1. **Meyer, Wilhelm**, *Die Legende des h. Albanus.* 4. (82 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 2. **Frensdorff, F.**, *G. A. v. Münchhausens Berichte über seine Mission nach Berlin im Juni 1740.* 4. (87 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 3. **Schulthess, Fr.**, *Christlich-palaestinische Fragmente der Omajjaden-Moschee zu Damaskus.* Mit 5 Tafeln. 4. (138 S.) 1905. 12 M.

VIII. Bd. No. 4. **Schulten, A.**, *Numantia.* Eine topographisch-historische Untersuchung. Mit 3 Karten. 4. (X u. 112 S.) 1905. 10 M.

VIII. Bd. No. 5. **Leo, Fr.**, *Der Saturnische Vers.* 4. (III u. 80 S.) 1905. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 6. **Schwartz, E.**, *Christliche und jüdische Ostertafeln.* Mit 3 Taf. 4. (198 S.) 1905. 14 M.

IX. Bd. No. 1. *Kitâb ma'ânî al-nafs. Buch vom Wesen der Seele*, herausg. von **I. Goldziher.** 4. (63 u. 69 S.) 1907. 12 M.

IX. Bd. No. 2. **Lüders, H.**, *Das Würfelspiel im alten Indien.* 4. (75 S.) 1907. 5 M.

IX. Bd. No. 3. **Lehmann-Haupt, C. F.**, *Materialien zur älteren Geschichte Armeniens und Mesopotamiens.* Mit 14 Tafeln und 92 Abbildgn. im Text. 4. (183 S.) 1907. 20 M.

IX. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.**, *Analyse der Offenbarung Johannis.* 4. (34 S.) 1907. 2 M.

IX. Bd. No. 5. **Hultzsch, E.**, *Annambhaṭṭas Tarkasaṁgraha, ein Kompendium der Dialektik und Atomistik, mit des Verfassers eigenem Kommentar, genannt Dîpika.* 4. (VI u. 57 S.) 1907. 4 M.

Mathematisch-physikalische Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Koenen, A. v.**, *Ueber Fossilien der Unteren Kreide am Ufer des Mungo in Kamerun.* Mit 4 Tafeln. 4. (48 S.) 1897. 5 M.

Nachtrag dazu. 4. (S. 49 — 65 mit Tafeln V—VII.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Brendel, Martin**, *Theorie der kleinen Planeten.* Erster Teil. 4. (171 S.) 1898. 16 M.

I. Bd. No. 3. **Schur, W.**, *Ableitung relativer Oerter des Mondes gegen die Sonne aus heliometrischen Messungen von Sehnenlängen ausgeführt auf der Sternwarte zu Göttingen während der partiellen Sonnenfinsternisse von 1890 Juni 16/17 (Beobachter: Schur, Ambronn u. Hayn) und von 1891 Juni 6 (Beobachter: Schur).* Mit 3 Plänen der Sternwarte nebst Verzeichniss der grösseren Instrumente. 4. (26 S.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 4. **Schur, W.**, *Vermessung der beiden Sternhaufen h und x Persei mit dem sechszölligen Heliometer der Sternwarte in Göttingen verbunden mit einer Uebersicht aller bis zum Jahre 1900 ausgeführten Instrumentaluntersuchungen.* Mit einer Sternkarte. 4. (88 S.) 1900. 9 M.

II. Bd. No. 1. **Wiechert, E.**, *Theorie der automatischen Seismographen.* 4. (128 S.) 1903. 8 M.

II. Bd. No. 2. **Kramer, Julius**, *Theorie der kleinen Planeten. Die Planeten vom Hecuba Typus.* 4. (153 S.) 1902. 15 M.

II. Bd. No. 3. **Furtwängler, Ph.**, *Ueber das Reciprocitätsgesetz der l^{ten} Potenzreste in algebraischen Zahlkörpern, wenn l eine ungerade Primzahl bedeutet.* 4. 82 S.) 1902. 6 M.

II. Bd. No. 4. **Prasad, G.**, *Constitution of Matter and Analytical Theories of Heat.* 4. (68 S.) 1903. 6 M.

III. Bd. No. 1. **Ehlers, E.**, *Neuseeländische Anneliden.* Mit 9 Tafeln. 4. (79 S.) 1904. 10 M.

III. Bd. No. 2. **Koenen, A. v.**, *Ueber die Untere Kreide Helgolands und ihre Ammonitiden.* Mit 4 Tafeln. 4. (63 S.) 1904. 4 M.

III. Bd. No. 3. **Schur u. Ambronn**, *Die Messungen des Sonnendurchmessers an dem Repsoldschen 6zöll. Heliometer der Sternwarte zu Göttingen.* 4. (126 S. u. 2 Taf.) 1905. 12 M.

III. Bd. No. 4. **Brendel, M.**, *Theorie des Mondes.* 4. (97 S.) 1905. 7 M.

III. Bd. No. 5. **Linke, F.**, *Luftelektrische Messungen bei 12 Ballonfahrten.* Mit 4 Tafeln 4. (30 S.) 1904. 6 M.

IV. Bd. No. 1. **Schwarzschild, K.**, *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* I. Einleitung in die Fehlertheorie optischer Instrumente auf Grund des Eikonalbegriffs. Mit 6 Fig. 4. (31 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.**, *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* II. Theorie der Spiegeltelescope. Mit 9 Fig. 4. (28 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 3. **Schwarzschild, K.**, *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* III. Ueber die astrophotographischen Objektive. Mit 10 Fig. 4. (54 S.) 1905. 4 M.

IV. Bd. No. 4. **Verworn, M.**, *Die archaeolithische Cultur in den Hipparionschichten von Aurillac. (Cantal).* Mit 5 Taf. 4. (56 S.) 1905. 4 M. 50 Pf.

IV. Bd. No. 5. **Meyermann, B.**, *Vermessung der Umgebung des Orionnebels.* 4. (47 S.) 1906. 3 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 1. **Kohlschütter, E.**, *Ergebnisse der Ostafrikanischen Pendelexpedition v. J. 1899 u. 1900.* Mit 16 Tafeln u. 8 Figuren im Text. 4. (VIII u. 229 S.) 1907.

V. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.**, *Ueber die totale Sonnenfinsternis vom 30. August 1905.* Mit 5 Tafeln. 4. (73 S.) 1907. 6 M.

V. Bd. No. 3. **Kramer, J.**, *Theorie der kleinen Planeten vom Hekubatypus.* Im Druck.

V. Bd. No. 4. **Ehlers, E.**, *Neuseeländische Anneliden. II.* Mit 16 Figuren. 4. (31 S.) 1907. 2 M.

Druck der Dieterich'schen Univ.-Buchdruckerei (W. Fr. Kaestner), Göttingen.

13 AUG. 1907

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 2.

Ueber die totale Sonnenfinsternis

vom 30. August 1905.

Von

K. Schwarzschild.

BRITISH MUSEUM NATURAL HISTORY

Berlin.
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 2.

Ueber die totale Sonnenfinsternis

vom 30. August 1905.

Von

K. Schwarzschild.

Mit 3 Tafeln.

Berlin.
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

I. Abschnitt. Allgemeines.

§ 1. Reise.

Im April 1905 wandten sich Professor C. Runge und ich an das Ministerium mit der Bitte um eine Reiseunterstützung zur Beobachtung der totalen Sonnenfinsternis vom 30. August dieses Jahres. Unsere ursprüngliche Absicht war, im Anschluss an irgend eine fremde Expedition die Erscheinungen und Beobachtungsmethoden kennen zu lernen, um dann auf Grund der gewonnenen Erfahrungen für eine spätere Finsternis grössere Unternehmungen planen zu können. Als Beobachtungsstation wählten wir nach einer Korrespondenz zwischen Prof. Runge und Prof. F. Newall in Cambridge Gelma in Algerien, den Ort, den Herr Newall für seine Expedition in Aussicht genommen hatte. Als uns aber jene Reiseunterstützung gütigst gewährt worden war, konnten wir es nicht unterlassen, noch so viel Vorbereitungen für eine selbständige Beobachtung der Finsternis zu treffen, als sich bei der Kürze der Zeit, dem Drange des Semesters und der Ausdehnung der für uns verfügbaren Hülfsmittel ermöglichen liessen. Prof. Runge übernahm für die Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften luftelektrische Messungen auf der Fahrt und während der Finsternis. Bei einem gelegentlichen Besuch in Jena stellte die Firma Zeiss uns eine vollständige Prismenkamera aus Ultraviolettdurchlässigem Glas zur Verfügung. Ich beschloss, als Stativ für dieses Instrument die Repsold'sche parallaktische Montierung mitzunehmen, die ursprünglich bei der Venusexpedition vom Jahre 1884 ein Heliometer trug und die seitdem auf der Göttinger Sternwarte als Montierung des Merz-Refraktors gedient hat. Ein kürzlich erworbenes lichtstarkes Petzval-Objektiv von Busch-Rathenau konnte an Stelle des Gegengewichtes noch an diesem Stativ befestigt werden und sollte zu direkten Aufnahmen der Korona dienen. Dr. R. Emden in München wollte in Gelma mit uns zusammentreffen und eine gute Handkamera zu weiteren Koronaaufnahmen mitbringen, bei denen er insbesondere die Wirkung von Gelbscheiben zu studieren beabsichtigte. Nachdem noch in Eile und unter angestrengter Mitarbeit des Assistenten der Sternwarte Dr. Meyermann und des Institutswärters H. Berger ein Beobachtungszelt und die nötigen kleineren Hülfseinrichtungen konstruiert worden waren, erfolgte die Abfahrt am 5. August von Hamburg aus mit dem Dampfer „Byzanz“ der de Freitas-Linie. Unser Dampfer, auf den uns Herr Prof. Schorr in Hamburg freundlichst aufmerksam gemacht,

war ein Frachtdampfer und hatte 4 Passagiere an Bord. Die Liebenswürdigkeit des Kapitäns Herrn Röfer ermöglichte uns, auf der ganzen Reise, die zunächst nach Newcastle in England ging und von dort, ohne einen weiteren Hafen anzulegen, nach Algier führte, in die nautische Leitung der Fahrt Einsicht zu nehmen und durch eigene Ortsbestimmungen und Uhrkontrollen uns in astronomischer Nautik umzutun. Wir landeten am 18. August in Algier. Von dort führte uns die Bahn am 21. August nach Gelma.

In Gelma war bereits eine grosse Anzahl von Astronomen versammelt. Die Verteilung der Beobachtungsplätze war von Herrn Trépied, der mit seiner Expedition aus Algier gekommen war, in Gemeinschaft mit dem Sous-maire der Stadt, Herrn Perrette, und dem Stadtbaumeister Herrn Joly in vortrefflicher Weise organisiert. Uns wurde ein geeigneter Platz auf der Bühne des alten römischen Amphitheaters zugewiesen. Das Gewölbe, welches den ehemaligen Eingang des Theaters überdeckte, wurde durch Holztüren verschlossen und diente als Arbeits- und Aufbewahrungsraum. Auch wurden uns als Hülfskräfte ein elsässischer Arbeiter, Mr. Schneider, und ein Neger bestimmt, welch letzterer zur Bewachung auch die Nächte neben unsern Instrumenten schlafen musste.

Am 23. und 24. August stellten Prof. Runge und ich mit diesen Gehülfen das Zelt und die Instrumente auf. Am Abend des 24. traf Dr. Emden ein. An den folgenden Tagen wurde die Aufstellung des Instrumentes justiert. Es wurden Fokusierungen vorgenommen und ein paar kleine Adaptationen ausgeführt, bei denen wir uns der freundlichsten Unterstützung von Seiten des Herrn Newall zu erfreuen hatten. Am 26. riss derselbe Gewittersturm, der auch der Hamburger Expedition im benachbarten Soukh-Ahras Ungelegenheiten bereitete, das Zelt auseinander, ohne aber den Instrumenten Schaden zuzufügen.

Dr. Emden's Handkamera konnte noch auf dem Stativ montiert werden. Da er dieselbe bedienen wollte und Prof. Runge durch luftelektrische Messungen in Anspruch genommen war, so fehlte uns noch ein Gehülfe an den Instrumenten. Wir fanden eine geeignete Persönlichkeit in einem sehr geschickten Schreiner und Photographen aus Gelma namens Henry. Bei der Finsternis selbst half ferner noch ein Schüler des Gymnasiums zu Constantine, Herr R. Vidal, beim Kassettenwechsel und ein junger Beamter der Stadt Gelma, Herr H. Salfati, übernahm das Sekundenzählen. Natürlich wurde am Tage vor der Finsternis das Programm gut eingeübt.

Am 28. und 29. August veranstaltete die Stadt Gelma Festlichkeiten zu Ehren der fremden Gäste. Da die Zahl der täglichen Arbeitsstunden bei einer Temperatur, die bis zu 42° C. im Schatten stieg, eine sehr beschränkte war, so waren wir eben mit allen Vorbereitungen fertig, als der Tag der Finsternis kam. Der 30. August begann völlig klar und blieb auch ohne die Mittagswolken, die sich an den vorhergehenden Tagen regelmässig gebildet hatten. Eine Stunde vor Beginn der Finsternis versagte die Birne des Momentverschlusses, doch konnte sie glücklicher Weise noch ersetzt werden. Die Aufnahmen während der Totalität gingen bis auf kleine Programmwidrigkeiten ordnungsgemäss von statten.

Verlauf und Beobachtung der Finsternis im Einzelnen wird weiter unten ausführlich geschildert. Am Abend des 30. und 31. entwickelten wir unsere Aufnahmen in der Dunkelkammer des Gelmaer Photographen unter Verbrauch von 10 kg Eis. Nach der Finsternis erfolgten lehrreiche gegenseitige Besichtigungen der verschiedenen astronomischen Stationen. Auch hatten wir uns am 31. des Besuches der Hamburger Kollegen aus Soukh-Ahras zu erfreuen.

Nachdem wir am 1. Sept. die Instrumente verpackt und den 2. als Ruhetag gehalten hatten, begann am 3. die Rückreise auf dem Wege über Tunis.

Der vorstehende Bericht deutet an, wie vielfach wir dem Magistrat und den Bürgern von Gelma, sowie den Kollegen, die wir dort trafen, zu Dank verpflichtet sind, ohne dass alle Helfer in der Not genannt wären. Unsere dreiköpfige Truppe selbst hat alle ihre Unternehmungen als gemeinsame betrachtet und da die Hauptarbeit auf die astronomischen Aufgaben fiel, so kann man daraus ermessen, wie sehr diese Auffassung von Seiten Prof. Runge's und Dr. Emden's ein Zeichen freundschaftlicher Uneigennützigkeit war.

§ 2. Instrumentelle Ausrüstung.

Die astronomische Ausrüstung bestand aus folgenden 3 Instrumenten:

1) U. V. Prismenkamera von C. Zeiss (Jena). Das Objektiv war ein sog. Apochromat von 110 mm Oeffnung und 1100 mm Brennweite. Davor befand sich, nahe auf das Minimum der Ablenkung eingestellt, ein Prisma von 200 mm Seitenlänge und 45^0 brechendem Winkel, ebenfalls aus U. V. Glas. Bei der hieraus resultierenden grossen Lichtstärke waren Momentaufnahmen des flash-Spektrums vorzusehen. Es wurde deshalb in der Bildebene ein Steinheilscher Fallverschluss (Altostereoquart) angebracht, der eine Oeffnung von 20 mm auf 75 mm bot und daher für das Sonnenspektrum, welches bei 11 mm Breite nur 50 mm Länge hatte, bequemen Raum liess. Hinter dem Momentverschluss konnte eine Kasette entlang geschoben werden. Die Verschiebung war durch Zapfen, die auf der Rückseite der Kasette angebracht waren, erleichtert und so eingeteilt, dass auf eine $^{13}/_{18}$ cm Platte 4 Spektren aufgenommen werden konnten.

Für die Momentaufnahmen des Flash-Spektrums war indessen eine grössere Zahl von Aufnahmen erwünscht innerhalb einer Zeit, die keinen Plattenwechsel zuliess. Es wurden daher auch Aufnahmen auf einem Rollfilm ermöglicht. In Göttingen war ein Kodak für diesen Zweck adaptiert worden, durch ein Versehen bei der eiligen Herstellung aber so, dass der Film nicht ganz in die Brennebene gebracht werden konnte. Es traf sich daher sehr glücklich, dass Prof. Runge eine Frl. E. du Bois-Reymond gehörige Rollfilmkamera mitgebracht hatte, welche sich den Bedingungen besser fügte. Der Schreiner Henry versah sie mit einer Rückwand, die einen Ausschnitt entsprechend der Oeffnung des Fallverschlusses hatte und die zugleich ein bequemes Ansetzen der ganzen Handkamera an das hintere Ende des grossen Instrumentes ermöglichte. Der Film wurde so eingelegt, dass die empfindliche Schicht nach rückwärts — inbezug auf den gewöhnlichen Gebrauch der Kamera gesprochen — zu liegen kam. Es wurde also

von der Handkamera nicht der optische Teil, sondern nur die Rolleinrichtung benutzt. Da sich der Film in 1^s um 3 cm weiterrollen liess und in 1^s Aufziehen und Auslösen des Momentverschlusses erfolgen konnte, so war es hiermit möglich, eine grosse Reihe von Aufnahmen in $1—2^s$ Intervallen zu erhalten.

2) Petzvalobjektiv von Busch (Rathenau). Oeffnung 156 mm, Brennweite 700 mm. Ueber das Objektiv war als Kamera ein einfaches Blechrohr geschoben, an dessen unterem Ende eine Holzfassung zum Einschieben der Kasette angebracht war.

3) Handkamera von Dr. Emden, ausgerüstet mit Rietschel-Anastigmat von 25 mm Oeffnung, 120 mm Brennweite und mit Gelbscheibe.

Alle 3 Instrumente wurden auf das erwähnte Repsoldsche Stativ aufgesetzt, die Prismenkamera so, dass die Axe ihres Objektivs senkrecht zur Deklinationsaxe stand, an Stelle des Gegengewichts wurde ein Holzklotz auf das andere Ende der Deklinationsaxe geschoben und an diesen wurden die beiden andern Instrumente so angeschraubt, dass sie schräg gegen die Deklinationsaxe standen und dass die Sonne gleichzeitig in allen 3 Instrumenten erschien. Die Nachführung des Ganzen besorgte ein kräftiges Heydesches Uhrwerk. Auf Pointieren wurde verzichtet. Nur war ein kleiner Sucher angebracht, um die Aufstellung justieren und bequemer einstellen zu können.

Zum Sekundenzählen diente ein gewöhnlicher Metronom.

Zwei letzte nicht unwichtige Hülfs-Einrichtungen waren a) ein photometrischer Keil, aus einem braunen Glas und einer photographischen Platte von verlaufender Schwärzung hergestellt, der so in einen Kasettenrahmen eingelassen war, dass man auf den Rand jeder $^{13}/_{18}$ Platte mit Hülfe irgend einer Lichtquelle eine photometrische Vergleichsskala aufdrucken konnte und b) drei Blenden, die das Objektiv der Prismenkamera auf 3 mm, 1 mm und 0.5 mm abzublenden erlaubten.

§ 3. Beobachtungsprogramm.

Das vor der Finsternis eingeübte Programm der Aufnahmen war folgendes. (Als Anfang der Zeitzählung ist der Beginn der Totalität genommen).

Zeiss'sche Prismenkamera (Beobachter Schwarzschild)

Z_a) -20^s bis $+10^s$ Momentaufnahmen des flash-Spektrums auf Rollfilm mit Vergleichsspektren (Orthochromatischer Film von Lumière).

Z_b) 1) $1^m\ 0^s - 1^m\ 1^s$
2) $1\ 30 - 1\ 45$
3) $2\ 0 - 3\ 0$
} Aufnahmen des Koronaspektrums auf einer Platte mit Photometerkeil ($^{13}/_{18}$ cm Schleussner-Platte).

Z_c) $3^m\ 20^s$ – Ende der Totalität } Momentaufnahmen des flash-Spektrums auf einer Platte mit Photometerkeil ($^{13}/_{18}$ cm Schleussner-Platte).

Petzvalobjektiv (Beobachter Henry)

P_1)	$0^m\,15^s - 16^s$	ohne Photometerkeil		Aufnahmen der Korona ($^9/_{12}$ cm Schleussnerplatte)
P_2)	0 45 – 49	mit „		
P_3)	1 30 – 45	ohne „		
P_4)	2 0 – 3^m0^s	mit „		

Rietschel-Anastigmat (Beobachter Emden)

R_1)	$0^m\,20^s - 24^s$	mit Gelbscheibe		Aufnahmen der Korona ($^9/_{12}$ cm gelbempfindliche Lumière-Platten)
R_2)	0 45 – 49	ohne „		
R_3)	1 0 – 15	mit „		
R_4)	1 30 – 45	ohne „		
R_5)	2 0 – 3^m0	mit „		

Die Vergleichsspektren auf dem Film Z_a) sollten durch Momentaufnahme des Sonnenspektrums vor der Totalität bei Abblendung auf die Oeffnung 3 mm, 1 mm und 0,5 mm erhalten werden, die Photometerkeile jeweils durch Exposition von 15^s gegen die freie Sonne.

Die Expositionszeiten für die 4 Instrumente waren natürlich so gewählt, dass während keiner Exposition das Instrument von einem der drei Beobachter erschüttert wurde.

Das Programm, das uns ja im wesentlichen durch die verfügbaren Hülfsmittel vorgeschrieben war, hat vielleicht die Besonderheiten, dass wohl zum 1. Male so kurze Momentaufnahmen (etwa $^1/_{80}{}^s$) des flash erfolgten, dass für die photometrische Vergleichung nicht eine künstliche Lichtquelle, sondern die unverfinsterte Sonne selbst zur Verwendung kam und dass die Photometrie auch auf das Korona- und flash-Spektrum erstreckt wurde.

§ 4. Ausführung des Programms. Entwicklung der Platten.

Vor Eintritt der Totalität wurden die Vergleichsbelichtungen in folgender Weise ausgeführt.

M. Z. Gelma

$0^h\,56^m$ Drei Moment-Spektralaufnahmen auf dem Rollfilm Z_a mit den freien Oeffnungen 3 mm, 1 mm, $^1/_2$ mm unmittelbar nach einander.

$1^h\,14^m$	Platte	Z_b	Freie Exposition gegen die Sonne 15^s lang durch den photometrischen Keil hindurch.
17	„	Z_c	
20	„	P_2	
23	„	P_4	

Das Zeitsignal für die Aufnahmen sollte in der Weise gegeben werden, dass ich im Sucher die Reduktion der Sichel auf einen Winkel von 90^0 beobachtete und Herr Salfati dann zunächst von 45 auf Null rückwärts und dann vorwärts

nach dem Metronom Sekunden zählte. Mir ging nun im Sucher der Massstab für den vollen Sonnendurchmesser verloren, der an der kurzen Sichel nicht mehr recht zu erkennen war, und ich gab das Signal viel zu früh. Ich bemerkte meinen Irrtum aber noch vor Eintritt der Totalität, da bei einem freien Blick auf die Sonne die feine Sichel immer noch blendete, als Herr Salfati sich im Zählen schon der Null näherte, und ich rief daher den andern zu: „Alles um 20^s später". Die Korrektur war richtig gegriffen. Denn als Herr Salfati im Vorwärtszählen bei 20 angekommen war, rief Prof. Runge, der in einiger Entfernung von uns mit einem Taschenspektroskop beobachtete, „flash" herüber.

Es wurden nun auch alle Expositionen dementsprechend richtig ausgeführt. Wir können freilich nicht versichern, das wir die Anfangssekunden dem Programm gemäss genommen haben. Ausser jenem Irrtum erwies sich auch das Zählen auf Französisch bei dem angespannten Arbeiten doch als ein Hindernis. Aber die Expositions d a u e r n wurden innegehalten und es wurden die Casetten immer nur gewechselt, wenn keiner der Beteiligten exponierte. Die einzige wesentlichere Aenderung des Programms war die, dass wir während der langen Exposition, die um $2^m 20^s$ der Zählung begann, beschlossen, dieselbe um $3^m 0^s$ der Zählung abzubrechen, also die Exposition von 1^m auf 40^s zu reduzieren.

Auf dem Film Z_a wurden um die Zeit des ersten Flash's 16 Expositionen (im folgenden als Nr. 4—Nr. 19 numeriert), auf der Platte Z_e um das Ende der Totalität 4 Expositionen (im folgenden Nr. 1—Nr. 4 numerirt) erhalten.

Die Entwicklung der Platten wurde immer von je zweien von uns gemeinsam ausgeführt. Wie erwähnt, wurde alles Wasser reichlich geeist. Es wurde folgende Entwicklungsart verwandt:

Platte	R_1	Glycin	1:30	mit	25	Tropfen	Bromkalium	19^m lang
	R_2	„	„	„	„	„	„	4^m „
	R_3	„	„	„	„	„	„	22^m „
	R_4	„	„	„	„	„	„	4^m „
	R_5	„	„	„	„	„	„	15^m „
	P_1—P_4	„	„	„	30	„	„	je 5^m „
Platten u. Film	Z	Rodinal	1:120	mit	2 ccm		Bromkalium	je 4^m „

Für den Film hatte Prof. R u n g e eine 1 m lange Schale aus Blech gebogen, sodass der ganze Film in einem entwickelt werden konnte, was für die photometrische Verwertung desselben unerlässlich war.

§ 5. Allgemeines über die erhaltenen Aufnahmen.

Sämtliche Aufnahmen erwiesen sich als im Grossen und Ganzen gelungen, nur hatte ich die Helligkeit aller Phänomene unterschätzt und der Photometerkeil reichte daher auf keiner Platte bis zu den stärksten auf ihr vorkommenden Schwärzungen. Die Vergleichsspektren auf dem Film waren richtig in der Schwärzung, aber z. T. durch einen Streifen falschen Lichts gestört. Es wird

sich zeigen, dass trotzdem noch mannigfache — freilich in ihrer Zuverlässigkeit beeinträchtigte — photometrische Resultate aus den Platten gewonnen werden konnten.

Film Z_a. Die Fokusierung ist gut, bei einzelnen der Expositionen sogar vortrefflich. Es scheinen hierbei kleine Durchbiegungen des Films zu Hülfe gekommen zu sein. Die 16 Expositionen zeigen in aller Vollständigkeit den allmählichen Uebergang vom normalen Fraunhofer-Spektrum zum reinen Chromosphärenspektrum. Mit der abnehmenden allgemeinen Erleuchtung des Hintergrundes tritt das Koronaspektrum immer deutlicher hervor. Fünf grosse Protuberanzen erscheinen in der *H*- und *K*-Linie des Calciums als mächtige Wolken, in den Wasserstoff- und Helium-Linien als feinere Sprudel.

Platte Z_b. Alle 3 Aufnahmen geben ausser dem Spektrum der Korona noch das jener grossen Protuberanzen in zahlreichen Linien.

Ein deutlicher und ein schwacher Halbkreis im Ultraviolett entsprechen zwei ultravioletten Strahlungen der Korona. Dagegen ist von der grünen Koronalinie — infolge geringer Grünempfindlichkeit der Platte — nichts zu entdecken.

Bei der 40^s Exposition setzt die Erleuchtung des Hintergrundes bereits der Abbildung zarteren Details ein Grenze.

Die Fokusierung und die Mitbewegung des Instruments sind befriedigend.

Platte Z_c. Das erste der 4 Spektren giebt ausser dem kontinuierlichen Koronaspektrum die Ca, *H* und He-Linien einiger Protuberanzen. Im 2. Spektrum erstrecken sich dieselben Linien über grössere Bögen des Sonnenumfangs und es treten einige andere Linien (*Ti*, *Sr*) hinzu.

Das 3. Spektrum trifft gerade den Zeitpunkt, wo die ganze Chromosphäre an einer Stelle vom Monde freigegeben ist. Es zeigt zahlreiche helle Linien und ist namentlich im Ultraviolett gut im Fokus.

Das 4. Spektrum wurde in dem Momente aufgenommen, wo ich mit blossem Auge den ersten Lichtfunken am Mondrande aufblitzen sah, ein Streifen kontinuierlichen Spektrums durchsetzt die Bögen des Chromosphärenspektrums, welches auch hier besonders im Ultraviolett scharf ist.

Platte P_1. Die Aufnahme zeigt die Korona vom Maximaltypus mit verschiedenen Ausläufern bis zu drei Sonnenradien Erhebung über die Sonnenoberfläche.

Platte P_2. Die Koronaausläufer sind noch etwas deutlicher als auf der vorigen Aufnahme.

Platte P_3 und P_4. Infolge Verschleierung des Hintergrundes zeigen diese Aufnahmen die Korona weniger deutlich, als die kürzeren Expositionen. Man ist offenbar mit der Exposition von 5^s bereits an der für ein so lichtstarkes Objektiv in Rücksicht auf die allgemeine Erleuchtung des Himmels zulässigen Grenze angelangt.

Platten R_1—R_5. Diese Aufnahmen von Dr. Emden zeigten die Wirksamkeit der Gelbscheibe ausserordentlich deutlich. Während die Platten R_2 und R_4

(Aufnahmen ohne Gelbscheibe) beim Entwickeln rasch verschleierten, konnten die mit Gelbscheibe exponierten Platten — auch die von der 40ˢ langen Exposition — sehr viel länger entwickelt werden und zeigen überhaupt keinen Schleier. Dies liegt nicht etwa an der allgemeinen Herabsetzung der Intensitäten durch die Gelbscheibe, welche durch die Verlängerung der Expositionszeit von 4ˢ auf 40ˢ wieder reichlich ausgeglichen wurde, sondern an der blaueren Färbung des diffusen Himmelslichtes im Vergleich zur Korona. Man sollte infolge dieser Beseitigung des störenden diffusen Lichtes eine grössere Erstreckung der Koronaausläufer auf den Aufnahmen mit Gelbscheibe erwarten. Aber obwohl die innere Korona infolge der langen Entwicklung bei den letzteren Platten besonders tief geschwärzt ist, zeigen sämtliche Platten doch nur etwa dieselbe Erstreckung der Koronaausläufer, wie die *P*-Platten. Es muss daraus geschlossen werden, dass die Helligkeit der Corona ausserhalb der photographierten Teile sehr schnell absinkt oder — in andern Worten — dass die Korona hier praktisch zu Ende ist. Die Frage nach der Farbe der Korona wird unten ausführlich behandelt werden.

§ 6. Erscheinung der Korona für das freie Auge.

Während der 40ˢ Expositionen war es uns möglich, dem Aussehen der Korona mit freiem Auge unsere Aufmerksamkeit zuzuwende.n Beim ersten Anblick erschien mir die Korona, wie ein heller schmaler silberner Ring von wenigen Bogenminuten Breite um die Sonne. Erst bei näherem Zusehen bemerkte ich die außerordentlich viel lichtschwächeren äusseren Ausläufer der Korona, deren nahezu radiale Randlinien in immer mehr abnehmenden Kontrast gegen den hell erleuchteten Himmelshintergrund bis zu etwa einem Sonnendurchmesser Entfernung von der Sonnenoberfläche zu verfolgen waren. Die diffuse Erleuchtung des Himmels war bedeutend heller, als bei Vollmond. Das allgemeine Aussehen der Korona für das freie Auge entspricht durchaus dem der photographischen Aufnahmen — wenn man nur von der überwiegenden Helligkeit der inneren Korona absieht, die auf den Photographien nicht genügend zum Ausdruck kommt. Dr. Emden schätzte die längsten Coronastrahlen auf $1^1/_2$ Sonnendurchmesser, der Schreiner Henry macht die präzise Angabe, der Sonnendurchmesser sei 30 cm und die längsten Koronastrahlen 25 cm lang gewesen.

Die Zeichnungen, welche wir und einige andere zufällig anwesende Beobachter unmittelbar nach der Finsternis anfertigten, bewiesen nur, dass die Auffassung der feineren äusseren Koronaausläufer eine völlig subjektive ist.

II. Abschnitt. Die Helligkeit der äusseren Korona.

Da die Absorption des photometrischen Keils, wie erwähnt, im ganzen zu stark gewählt war, so ist es auf keiner der direkten Koronaaufnahmen mit dem Petzvalobjektiv (Platten P_1—P_4) möglich gewesen, die Helligkeit der inneren Korona zu bestimmen. Hingegen erlaubt Platte P_2 wenigstens die Helligkeit der äusseren Korona und des diffusen Himmelslichtes abzuleiten. Dazu bedarf es der näheren Untersuchung des photometrischen Keiles, der die Beziehung zwischen den Schwärzungen der photographischen Platte und absoluten Intensitäten vermitteln soll.

Zur Messung der Schwärzungen diente stets das Hartmannsche Mikrophotometer.

§ 7. Aichung des photometrischen Keils.

Der photometrische Keil bestand aus einer 5 mm breiten, 50 mm langen photographischen Platte mit kontinuierlich abgestufter Schwärzung, überdeckt von einer braunen Glasscheibe. Eine bestimmte Stelle des Keils soll durch ihre Entfernung von dem stark geschwärzten Ende in mm bezeichnet werden.

Der Keil war so gewählt, dass die hellste Stelle die Sonne etwa auf Vollmondhelligkeit abblendete. Nach Müller (Photometrie der Gestirne S. 315) ist:

$$\frac{\text{Sonne}}{\text{Vollmond}} = 570\,000 = 14{,}4 \text{ Grössenklassen.}$$

Als Vergleichslichtquelle diente stets die Sonne selbst.

Es war zunächst festzustellen, wie stark jede Keilstelle das Sonnenlicht abschwächte. So will ich mich der Kürze wegen ausdrücken. In Wirklichkeit ist dies eine übertragene Redeweise. Denn da der Keil stark gefärbt ist, so werden verschiedene Spektralfarben verschieden stark von ihm absorbiert, es giebt keine einheitliche Abblendungszahl. Doch ist das Resultat dieser verschiedenen Absorptionen eine bestimmte Verminderung der gesamten aktinischen Kraft der Sonne und eine bestimmte entsprechende Schwärzung der photographischen Platte. Man kann nun unabhängig von dem Keil die Sonne ohne Farbenänderung so abblenden, dass sie dieselbe Schwärzung erzeugt, wie eine bestimmte Keilstelle. Den Betrag letzterer Abblendung will ich als Absorption der betreffenden Keilstelle bezeichnen. Diese Absorption ist etwas konstantes, solange die Farbe der Sonne und die relative Empfindlichkeit der Plattensorte für verschiedene Farben sich nicht ändert. Beides soll hier vorausgesetzt werden. Leider war der Keil sehr rot gefärbt, sodass eine Aenderung der Rotempfindlichkeit relativ zur Blauempfindlichkeit von Platte zu Platte einen unkontrollierbaren Einfluss erhält, der bei Benutzung eines Keils von neutraler Farbe weggefallen wäre.

a) Aichung mit Hülfe des Mondes. Da der Mond sehr nahe dieselbe Farbe, wie die Sonne hat, so stellt er eine ohne Farbenänderung abgeblendete Sonne dar und kann zur Aichung benutzt werden. Während der Seefahrt nach Algier wurden die folgenden Aufnahmen gemacht. Die Höhen von Sonne und Mond sind mit dem Sextanten gemessen. Für die photographische Extinktion wurde der doppelte Betrag der Potsdamer Extinktion angesetzt. Die Phasenreduktion auf Vollmond wurde der Tabelle in Müllers's Photometrie pag. 342 entnommen unter Verwendung des Mittels der Werte von Bond und Zöllner.

Ich mache zunächst die nötigen allgemeinen Angaben über die Aufnahmen:

Platte	Ort	Ortszeit	Objekt	Höhe	Extinktion	Phasenreduktion
A_1	Im Kanal	10. August 10^h	Freier Mond	16°.2	1^m 2	1^m 0
	Höhe der normannischen Inseln	11. „ 4 0^m	Sonne durch Keil	28°.0	0. 5	—
A_2	Höhe von Cap Mondego	14. „ 8 0	Freier Mond	14°.1	1. 4	0. 0
	Höhe von Lissabon	14. „ 21 45	Sonne durch Keil	54°.	0. 1	—
A_3	Cap S. Vincent	15. „ 9 20	Freier Mond	23°.7	0. 7	0. 1
	Strasse von Gibraltar	16. „ 5 0	Sonne durch Keil	25°.0	0. 6	—

Die Expositionszeiten und die gemessenen Schwärzungen enthalten die folgenden kleinen Tabellen:

Belichtung durch den freien Mond.

Platte	A_1			A_2		A_3	
Expositionszeit	10^s	30^s	90^s	3^s	10^s	3^s	10^s
Schwärzung	65.4	69.0	73.9	41.1	45.0	59.6	64.4

Belichtung mittelst der Sonne durch Keil.

Platte	Exposition	Keilstelle und zugehörige Schwärzung				
		0^{mm}	5	10	15	20
A_1	10^s	65.5	65.6	64.0	59.2	54.2
	30	73.9	74.4	72.7	67.2	60.3
A_2	3	39.7	38.7	33.6		
	10	47.3	46.3	44.4	41.2	35.3
A_3	3	54.9	53.9	50.2		
	10	62.1	61.1	58.1	49.0	

Die weitere Bearbeitung dieser Zahlen erfolgt weiter unten.

b) Direkte Aichung. Eine Bestimmung der Keilabsorption ohne Benutzung des Mondes wurde dadurch erhalten, dass die Sonne direkt sehr stark und in messbarer Weise abgeblendet wurde, indem mit einem Objektiv sehr reduzierter Oeffnung ein Sonnenbild entworfen und dies noch mit Hülfe eines Mikroskopobjektivs vergrössert wurde [1]). Es wurden 2 Platten aufgenommen, welche ausser 3 solchen abgeschwächten Sonnenbildern je zwei Expositionen mit dem photometrischen Keil gegen die freie Sonne erhielten. Die Resultate für die Schwärzungen waren folgende:

Direkt abgeblendete Sonnenbilder.

Platte	B_1 (Exposition 60^s)			B_2 (Exposition 15^s)		
Abschwächung	15^m0	16^m8	18^m1	15^m0	16^m8	18^m1
Schwärzung	65.8	59.7	51.6	54.9	47.6	37.0

Aufnahmen der Sonne durch den Keil.

Platte	Exposition	Keilstelle und zugehörige Schwärzung												
		0	1	2.5	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
B_1	15^s	60.0	60.6	59.9	59.3	56.2	52.2	46.7						
	60	64.0	64.7	65.0	64.8	62.5	61.3	57.7	54.4	52.1	51.1	50.9		
B_2	15	53.2	53.2	52.7	52.2	50.8	48.3	42.6	37.6	32.5				
	45	55.8	55.4	56.1	55.3	54.0	52.2	47.9	44.5	41.4	42 0	40.5	40.5	39.5

Es soll zunächst mit Hülfe dieser direkten Vergleichung die Keilaichung durchgeführt werden.

Indem angenommen wurde, dass die Aenderung der Expositionszeit von 15^s auf 60^s resp. 45^s bei der Platte B_1 resp. B_2 wirkt, wie eine proportionale Aenderung der Intensität, wurde nach dem in den Astr. Nachr. Bd. 172. pag. 65 auseinandergesetzten Verfahren die Gradation des Keiles, von der Stelle 2.5 als Nullpunkt an gerechnet, abgeleitet. Es fanden sich so im Mittel aus den beiden Platten B_1 und B_2 die in der ersten Zeile des folgenden Täfelchens angegebenen Werte:

1) Vgl. eine demnächst erscheinende Arbeit von Herrn O. Birck über das Helligkeitsverhältnis der Sonne zu Fixsternen.

Tabelle I. (Aichung des photometrischen Keils).

Keilstelle	2.5	5	7.5	10	12.5	15	17.5	20
Relative Absorption	0m0	0.2	0.5	0.8	1.1	1.4	1.8	2.3
Absolute Absorption	15m3	15.5	15.8	16.1	16.4	16.7	17.1	17.6

Nunmehr wurden die Schwärzungen der direkt abgeblendeten Sonnenbilder in die Schwärzungen des Keiles interpoliert und für jede Keilstelle durch Benutzung der eben gewonnenen Tabelle auf die Stelle 2.5 reduziert. Es ergaben sich dadurch folgende absolute Absorptionen für die Stelle 2.5.

Sonnenbild	Platte B_1			Platte B_2			Mittel
	1.	2.	3.	1.	2.	3.	
Absorption der Stelle 2.5	15m3	15m3	15m1	15m5	15m3	—	15m3

Die befriedigende Uebereinstimmung der Zahlen ist eine Kontrolle dafür, dass die oben erhaltene Tabelle die innere Gradation des Keiles richtig wiedergiebt. Mit dem Mittelwert 15m3 sind dann die in der zweiten Zeile der Tabelle I angegebenen absoluten Absorptionen erhalten.

Nunmehr wurden zur weiteren Kontrolle die Aufnahmen des Mondes herangezogen. Es wurden die Schwärzungen der Mondbilder auf den Platten A in die Keilschwärzungen jeder Platte interpoliert. Daraus wurde unter Berücksichtigung der verschiedenen Expositionszeiten, der Extinktion und der Phasenreduktion mit Hülfe der Tabelle I der Keilabsorptionen die Vollmondhelligkeit abgeleitet. Es ergaben sich die Werte:

Bild	Platte A_1			Platte A_2		Platte A_3		Mittel
	1.	2.	3.	1.	2.	1.	2.	
Vollmondhelligkeit	13m9	14.7	13.9	14.1	14.6	14.1	14.6	14m3

Das Mittel stimmt fast völlig mit dem von Müller angegebenen Werte überein und bestätigt damit die in Tabelle I enthaltenen absoluten Absorptionen, die wir im folgenden verwenden werden.

§ 8. Anwendung auf die Bestimmung der Helligkeit der äusseren Korona nach Platte P_2.

Auf der Koronaaufnahme auf Platte P_2 (Exposition 4s) habe ich drei annähernd radiale Richtungen unter dem Hartmann'schen Mikrophotometer ver-

folgt (vgl. Tafel I), 1) den Ausläufer *a*, 2) die besonders dunkle Lücke zwischen a) und b); 3) die Richtung *d*, welche einigermassen die mittlere Verteilung der Koronahelligkeit wiederzugeben scheint.

Die Messungen des Keils auf der Platte ergaben:

Keilstelle	2.5	5	7.5	10	15
Schwärzung	53.8	52.2	49.8	47.2	37,5

Daraus folgt mit Hülfe der Tabelle I der Zusammenhang zwischen Schwärzung S und Grössenklasse m, bezogen auf die Sonne als Ausgangspunkt, wie er in den beiden ersten Zeilen der folgenden kleinen Tabelle zum Ausdruck gebracht wird. In der dritten Zeile habe ich gleich die nach der Formel $J = 0{,}4^m$ berechneten Intensitäten angegeben.

Tabelle II.

Schwärzung S	45	47	49	51	53	55	57	59	61
Helligkeit in Grössenklassen m	16^m3	16.1	15.9	15.7	15.4	15.1	14.8	14 5	14.2
10^6 J	0,30	0,36	0,44	0,54	0,69	0,91	1,20	1,58	2,09
10^8 J'	0,25	0,30	0.37	0,45	0,57	0,75	1,00	1,31	1,73

Die letzten Kolonnen der Tabelle (von $S = 55$ an) sind extrapoliert aus der Annahme, dass die Schwärzungskurve in diesem Gebiete mittlerer Schwärzung geradlinig ist, die in Grössenklassen ausgedrückte Helligkeit der Schwärzung proportional geht.

Mit Hülfe der Zahlen J würde man aus den gemessenen Schwärzungen S der Korona die Helligkeit derselben ableiten können, wenn Sonne und Korona unter genau gleichen Bedingungen auf die Platte gewirkt hätten. Tatsächlich ist aber zu berücksichtigen, dass der Keil 15^s, die Korona 4^s exponiert ist. Ferner ist der Keil der freien Sonne exponiert, also mit einem Kegel von der Oeffnung 31'.5 (0°.625) belichtet, von welchem freilich ein Teil abzuziehen ist, weil bei der Exposition die Verfinsterung schon begonnen hatte. Die Korona ist hingegen mit dem Petzvalobjektiv von 156 mm Oeffnung und 700 mm Brennweite, also einem Oeffnungskegel von 12°.8 belichtet. Die Durchlässigkeit des Petvalobjektivs beträgt 0.70. Für die Strahlung der Sonne zur Zeit der Exposition des Keils im Verhältnis zur Strahlung der vollen Sonne ergiebt sich unter Berücksichtigung der ungleichen Verteilung der Helligkeit auf der Sonnenscheibe der Betrag 0.65. (Vgl. Bemporad. Sul modo di variare della radiatione solare durante le fasi di un' eclisse. Bemporad rechnet mit der Verteilung der Wärmestrahlung, doch macht die andere Verteilung der aktinischen Strahlung erst bei sehr grossen Phasen etwas aus). Um daher die wirkliche Helligkeit der Korona zu erhalten, hat man die Zahlen J noch zu multiplizieren mit dem Faktor:

$$\frac{15}{4}\cdot\left(\frac{0{,}625}{12{,}8}\right)^2\cdot\frac{0{,}65}{0{,}70}=0.0083.$$

Hierdurch entstehen die in Tabelle II angegebenen Zahlen J', mit deren Hülfe nun direkt von den gemessenen Schwärzungen S im Koronabild zu Helligkeiten übergegangen werden kann. Diese Helligkeiten bedeuten, um es genau zu sagen, Flächenhelligkeiten bezogen auf die mittlere Flächenhelligkeit der Sonne als Einheit.

Ich gebe nunmehr die Distanz der vermessenen Stellen vom Sonnenmittelpunkt, dazu statt der gemessenen Schwärzung gleich die aus Tabelle II entnommene Helligkeit J'.

Punkte auf a			Zwischen a und b			In Richtung d			Ausserhalb der Corona	
r	$10^8 J'$	$10^8 J_0$	r	$10^8 J'$	$10^8 J_0$	r	$10^8 J'$	$10^8 J_0$	r	$10^8 J'$
31′	1,78	1,39	29′	2,2	1.8	38′	0.87	0.50	0′	0.43
35′	1,18	0,79	32′	1,51	1.11	49′	0 51	0.14	97′	0.28
39′	0,88	0,51	36′	1,03	0.65	60′	0.38	(0.02)	146′	0.29
47′	0,56	0,19	41′	0,71	0 33	71′	0.32	(−0 01)	194′	0 32
57′	0,38	(+0.02)	48′	0,50	0.13	82′	0.31	(−0.02)		
68′	0,32	(−0.01)	59′	0,36	(0.01)	92′	0.30	(−0.01)		
78′	0,32	(−0.01)	72′	0,32	(−0.02)					
			79′	0,30	(−0.03)					

Man sieht, dass die allgemeine, durch die Messungen ausserhalb der Korona gegebene Belichtung der Platte einen erheblichen Bruchteil der in der Korona selbst vermessenen Intensitäten ausmacht. Ich habe für diese allgemeine Belichtung in der Mitte der Scheibe den gemessenen Wert $0.43\cdot10^{-8}$ angenommen und vorausgesetzt, dass er r proportional bis auf $0.29\cdot10^{-8}$ für $r = 100'$ abnimmt. Indem die so erhaltenen Intensitäten des diffusen Lichts von der gemessenen Helligkeit J' abgezogen wurden, entstanden die Werte J_0, welche das Eigenlicht der Korona darstellen. Man sieht, dass eine messbare Wirkung der Corona nur bis etwa 50′ Abstand vom Mittelpunkt nachzuweisen ist. Durch Interpolation auf runde Werte von r ergab sich schliesslich folgendes Täfelchen für die Eigenhelligkeit der Korona:

Tabelle III. Helligkeit der äusseren Korona.
(Einheit 10^{-8} mittlere Flächenhelligkeit der Sonne).

r	30′	35′	40′	45′	50′
Ausläufer a	1.66	0.83	0.47	0.26	0.14
Lücke zwischen a und b	1.54	0.75	0.39	0.20	0 09
Richtung d			0.41	0.22	0 12
Mittel	1.60	0.79	0.42	0.23	0.12
In Grössenklassen ausgedr.	19^m5	20^m3	20^m9	21^m6	22^m3

Man erkennt, dass sich der Ausläufer nur verhältnismässig wenig über die durchschnittliche Helligkeit der Korona in derselben Entfernung vom Mittelpunkt erhebt.

Mit dem Inhalt von Tabelle III ist alles erschöpft, was sich an quantitativen Angaben aus den Koronaaufnahmen mit dem Petzvalobjektiv ableiten liess. Indessen wird die Bearbeitung der Spektralaufnahmen gestatten, diese Tabelle nach der Seite der inneren, helleren Koronapartieen zu ergänzen.

III. Abschnitt. Spektralphotometrie der Korona.

Die Aufnahmen mit der Prismenkamera gaben zahlreiche Bilder des kontinuierlichen Koronaspektrums. Es sind dies allerdings keine sehr reinen Spektren, da durch die Prismenkamera die Spektren eines ganzen Schnitts durch die Korona übereinandergelagert werden. Doch überragt die innere Korona so sehr an Helligkeit, dass sie doch den Hauptbeitrag liefert und auf den zur Prismenkante senkrechten Tangenten an die Mondscheibe Spektren entstehen, bei denen die Wirkung der Mischung mit genügender Sicherheit abgeschätzt werden kann.

Zur photometrischen Bearbeitung eignete sich besonders die erste Aufnahme des Flash-Spektrums auf Platte Z_c. Dieselbe zeigte ein kräftiges Koronaspektrum zu beiden Seiten des Mondes auf völlig klarem Hintergrund und trug ausserdem einen photometrischen Keil, der durch 15^s freie Exposition gegen die Sonne gewonnen war und dessen Schwärzungen die im Koronaspektrum auftretenden Schwärzungen einschlossen.

§ 9. Photometrisches Prinzip.

Das Prinzip, nach welchem aus dieser Aufnahme die Koronahelligkeit in jeder einzelnen Spektralfarbe abgeleitet werden konnte, war folgendes. Es wurde auf einer Platte, welche dieselbe relative Farbenempfindlichkeit aufwies, wie die damals benutzte Platte, nämlich auf einer Schleussnerplatte derselben Sorte, der Keil wiederum 15_s gegen die freie Sonne exponiert. Dazu wurden auf dieser Platte im bekannten Verhältnis abgeschwächte Sonnenspektren aufgenommen. Schwärzungen auf beiden Platten, welche gleichen Keilstellen korrespondieren und durch gleiche Wellenlängen hervorgebracht sind, bedeuten gleiche Helligkeit für diese Wellenlänge in dem Koronaspektrum einerseits und einem der abgeschwächten Sonnenspektren andrerseits.

Die abgeschwächten Sonnenspektren wurden erzeugt, indem ein kleiner Kollimator vor die Prismenkamera gesetzt wurde, in dessen Fokalebene sich ein keilförmiger Spalt befand.

§ 10. Theorie.

Es ist zunächst zu überlegen, wie die gesamte photographische Wirkung an irgend einer Stelle des durch die Prismenkamera erzeugten Koronaspektrums zu Stande kommt.

Eine bestimmte Stelle in dem Spektralbilde wollen wir durch zwei rechtwinkliche Koordinaten σ und η bezeichnen, σ parallel, η senkrecht zur Erstreckung des Spektrums gezählt. Als Nullpunkt wählen wir den Punkt des Bildes, in welchen sich der Sonnenmittelpunkt abbilden würde, wenn er nur mit der Wellenlänge 441 $\mu\mu$ (der aktinischsten Stelle des Spektrums) strahlte. Auf der andern Seite möge eine bestimmte Stelle in einem Koronabilde, wie es bei monochromatischer Abbildung erscheinen würde, durch die ebenso gerichteten Koordinaten ξ und η festgelegt werden, welche vom Mittelpunkt eines solchen monochromatischen Bildes aus gezählt werden sollen. Der Sonnenradius sei R, die Entfernung eines Punktes vom Sonnenmittelpunkt $r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$. Alle diese Grössen sollen in mm auf der photographischen Platte gemessen werden.

Die Korona werde als symmetrisch um den Sonnenmittelpunkt verteilt angenommen und ihre Helligkeit in der Entfernung r für die Wellenlänge λ, bezogen auf die mittlere Flächenhelligkeit der Sonne in der gleichen Wellenlänge, sei:

$$i(r) . \varphi(\lambda).$$

Um Willkürlichkeiten zu vermeiden, werde für $\lambda = 441\,\mu\mu$ der Faktor $\varphi(\lambda) = 1$ gesetzt, sodass für diese Wellenlänge $i(r)$ direkt das Verhältnis der Koronahelligkeit zur Sonnenhelligkeit angiebt. Mit dem Produktansatz ist übrigens ausgedrückt, dass verschiedene Färbung verschiedener Teile der Korona vernachlässigt werden soll.

Statt der Wellenlängen führen wir besser gleich die Abmessungen in dem von der Prismenkamera gelieferten Spektrum ein. Es bezeichne $\mu(\lambda)$ die Länge des Spektrums zwischen der Wellenlänge 441 $\mu\mu$ und der Wellenlänge λ, positiv für die grösseren Wellenlängen gezählt, und es sei:

$$\varphi(\lambda) = \psi(\mu).$$

Schliesslich werde die aktinische Wirkung des Sonnenspektrums für das Wellenlängengebiet λ bis $\lambda + d\lambda$ durch $J(\lambda)\,d\lambda$ gegeben und es sei:

$$J(\lambda)\,d\lambda = K(\mu)\,d\mu,$$

sodass $K(\mu)$ direkt die photographische Intensität der verschiedenen Teile eines mit der Prismenkamera entworfenen reinen Sonnenspektrums darstellt.

Nunmehr lässt sich die gesamte aktinische Wirkung A der Korona an der durch die Koordinaten σ, η bestimmten Plattenstelle leicht ausdrücken. Zu der

Wirkung an dieser Stelle tragen alle Punkte der Korona bei, welche die Koordinate η haben. Die Wellenlänge, mit welcher jeder dieser Punkte wirkt, ist bestimmt durch die Gleichung:

$$\sigma - \xi = \mu \quad (\mu = \mu(\lambda)).$$

Die Gesamtwirkung giebt das Integral:

$$A(\sigma, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} i(\sqrt{\eta^2 + \xi^2})\, \psi(\sigma - \xi)\, K(\sigma - \xi)\, d\xi$$

oder wenn man an Stelle von ξ die Grösse μ als Variable wählt:

$$1) \qquad A(\sigma, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} i(\sqrt{\eta^2 + (\sigma - \mu)^2})\, \psi(\mu)\, K(\mu)\, d\mu.$$

Unsre zweite Aufgabe ist, eine entsprechende Ueberlegung für die Wirkung der Sonne in dem mit Kollimator und keilförmigem Spalt erzeugten Vergleichsspektrum anzustellen. Auch in diesem wollen wir in der Dispersionsrichtung Koordinaten σ' und senkrecht dazu von der der Keilspitze entsprechenden Grenze des Spektrums an Koordinaten η' rechnen.

Ist ϱ der Sonnendurchmesser in Winkelmass, f die Brennweite des Kollimatorobjektivs, so ist die wirksame Oeffnung des Instrumentes bei der Sonnenaufnahme $f.\varrho$, während sie bei der Koronaaufnahme dem Durchmesser des U. V. Aplanaten D entspricht. Man hat daher für die wirksame Helligkeit im Verhältnis zur vollen Sonnenhelligkeit zu setzen:

$$i.\psi = \left(\frac{f\varrho}{D}\right)^2.$$

Die Grösse der Lichtquelle, welche mit dieser Helligkeit wirkt, ist gegeben durch die Breite des monochromatischen Spaltbildes. Da bei dem verwandten Spalt das Verhältnis von Breite zu Länge 1:30 war, so ist diese Breite für eine Stelle im Vergleichsspektrum, die um die Strecke η' von der Spaltspitze entfernt ist, gleich $\eta'/30$. Die Gesamtwirkung im Vergleichsspektrum wird demnach:

$$B(\sigma', \eta') = \int_0^{\eta'/30} i.\psi.K(\sigma' - \xi)\, d\xi = \left(\frac{f\varrho}{D}\right)^2 \int_0^{\eta'/30} K(\sigma' - \xi)\, d\xi$$

und wenn wir die Veränderung von K für die kleine Aenderung von ξ vernachlässigen, mit anderen Worten, wenn wir das sehr reine Vergleichsspektrum als völlig rein betrachten, so folgt:

$$2) \qquad B(\sigma', \eta') = \left(\frac{f\varrho}{D}\right)^2 \frac{\eta'}{30} K(\sigma')$$

Jetzt haben wir noch drittens die Helligkeit im Koronaspektrum zu der im Sonnenvergleichsspektrum in Beziehung zu setzen. Bei der Beobachtung habe ich mich im Koronaspektrum auf die Tangentialstreifen am Sonnenrand ($\eta = \pm R$)

beschränkt, da diese das hellste und reinste Spektrum geben. Diese Beschränkung soll auch hier gleich eingeführt werden, und es soll zur Abkürzung:

$$A(\sigma, R) = A(\sigma), \quad i(\sqrt{R^2 + (\sigma - \mu)^2}) = h(\sigma - \mu)$$

geschrieben werden. Das Beobachtungsverfahren lief darauf hinaus, in dem Koronaspektrum und in dem Vergleichsspektrum Stellen mit gleichem σ ($\sigma = \sigma'$) zu betrachten und diejenige Spaltbreite, den Wert von η' heraus zu suchen, für welchen die Helligkeit in beiden Spektren gleich ($B = A$) wurde. Für jede Wellenlänge, jedes σ ergiebt sich ein solches $\eta' = \eta'(\sigma)$ und es gilt dann:

3) $$A(\sigma) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\sigma - \mu)\, \psi(\mu)\, K(\mu)\, d\mu = \left(\frac{f\varrho}{D}\right)^2 \frac{\eta'(\sigma)}{30} K(\sigma).$$

Diese Gleichung stellt das unmittelbare Resultat der Beobachtungen dar. Wir werden im Folgenden zur Abkürzung noch setzen:

4) $$\frac{1}{30}\left(\frac{f\varrho}{D}\right)^2 \eta'(\sigma) = \vartheta(\sigma)$$

und $\vartheta(\sigma)$ als „Helligkeit des unreinen Spektrums“ bezeichnen.

Welche Angaben über die Funktionen h und ψ lassen sich auf Grund der Gleichung (3) machen, wenn $\vartheta(\sigma)$ durch die Beobachtung gegeben ist?

Wäre das Koronaspektrum rein, h nur für sehr kleine Werte von $\sigma - \mu$ merklich, die Korona sehr nahe auf den Sonnenrand konzentriert, so dürfte man das Integral ersetzen durch

$$\psi(\sigma)\, K(\sigma) \int h(\sigma - \mu)\, d\mu$$

und es folgte:

5) $$\psi(\sigma) \int_{-\infty}^{+\infty} h(\mu)\, d\mu = \vartheta(\sigma).$$

Speziell für die Wellenlänge 441 $\mu\mu$ ergäbe sich auf Grund unsrer Festsetzung $\psi(0) = 1$:

6) $$\int_{-\infty}^{+\infty} h(\mu)\, d\mu = \vartheta(0)$$

und damit:

7) $$\psi(\sigma) = \frac{\vartheta(\sigma)}{\vartheta(0)}.$$

Damit wäre die Helligkeitsverteilung ψ im Koronaspektrum relativ zum Sonnenspektrum, kurz gesagt die „Farbe“ der Korona bestimmt und die Gleichung (6) gäbe noch einen Anhalt für die Gesamthelligkeit der Korona.

Für unser unreines Koronaspektrum kann man diese Lösung als erste Annäherung benutzen und folgendermassen weiter verfahren. Die Gleichung (3) lässt

sich schreiben:

$$8) \qquad \psi(\sigma) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} h(\sigma-\mu)\, d\mu = \frac{\vartheta(\sigma)}{g(\sigma)}$$

wobei:

$$9) \qquad g(\sigma) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} h(\sigma-\mu) \frac{\psi(\mu)}{\psi(\sigma)} \frac{K(\mu)}{K(\sigma)}\, d\mu}{\int_{-\infty}^{+\infty} h(\sigma-\mu)\, d\mu}$$

gesetzt ist. Wäre unser Spektrum völlig rein, so würde sich, unabhängig von der Gestalt der Funktionen h, ψ und K, $g(\sigma) = 1$ ergeben. Bei einem wenig gemischten Spektrum genügt eine ungefähre Kenntnis dieser drei Funktionen, um einen guten Wert von $g(\sigma)$ zu erhalten. Die Aktinität K des Sonnenspektrums lässt sich den Schwärzungen der Vergleichsspektren selbst entnehmen. Was die Abhängigkeit der Koronahelligkeit von der Distanz von der Sonne angeht, so soll gemäss den Untersuchungen von Turner eine Beziehung der Form:

$$i(r) = \frac{i_0}{r^n}$$

vorausgesetzt werden, und zwar wird nach Turner, wie auch nach den unten folgenden Messungen, n etwa gleich 6 anzunehmen sein. Dann ist also:

$$i\left(\sqrt{R^2+(\sigma-\mu)^2}\right) = h(\sigma-\mu) = \frac{i_0}{[R^2+(\sigma-\mu)^2]^3}.$$

Die absolute Helligkeit der Korona i_0 fällt aus dem Ausdruck von $g(\sigma)$ offenbar heraus. Für die Funktion ψ schliesslich darf man den aus der ersten Näherung folgenden Wert $\frac{\vartheta(\sigma)}{\vartheta(0)}$ einsetzen.

Hat man mit Hülfe dieser dreierlei Angaben die nahe bei 1 liegende Grösse $g(\sigma)$ berechnet, die man als „Reduktion auf reines Spektrum“ bezeichnen kann, so erhält man aus (8), genau so wie vorher aus (5), die Werte der Funktion ψ und eine Angabe über die Gesamthelligkeit der Korona. Die so erhaltenen Grössen können als definitive betrachtet werden.

Die gesamte Rechenvorschrift wird somit diese: man entnehme den Messungen die Verteilung $K(\mu)$ der aktinischen Kraft im Sonnenspektrum und die durch $\eta'(\sigma)$ gegebene Spaltweite, welche das Sonnenspektrum auf die Helligkeit des (unreinen) Koronaspektrums in jeder Wellenlänge reduziert. Damit berechne man die Helligkeit des unreinen Spektrums:

$$\vartheta(\sigma) = \frac{1}{30}\left(\frac{f\varrho}{D}\right)^2 \eta'(\sigma)$$

und daraus die „Reduktion auf reines Spektrum“:

$$10) \qquad g(\sigma) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} h(\sigma-\mu)\,\vartheta(\mu)\,K(\mu)\,d\mu}{\vartheta(\sigma)\,K(\sigma)\int_{-\infty}^{+\infty} h(\sigma-\mu)\,d\mu}$$

unter Verwendung des Ausdrucks:

$$h(\sigma-\mu) = \frac{i_0}{[R^2+(\sigma-\mu)^2]^3} \quad (i_0 \text{ willkürlich}).$$

Man erhält dann eine Angabe über die absolute Helligkeit der Korona aus der Gleichung:

$$11) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} h(\mu)\,d\mu = \frac{\vartheta(0)}{g(0)}$$

und eine Bestimmung der spektralen Intensitätsverteilung der Korona relativ zur Sonne nach der Formel:

$$12) \qquad \psi(\sigma) = \frac{\vartheta(\sigma)}{g(\sigma)} \cdot \frac{g(0)}{\vartheta(0)}.$$

§ 11. Aufnahme der Vergleichsspectren und Prüfung des Momentverschlusses.

Da der Keil auf Platte Z_c 15^s frei gegen die Sonne exponiert war, während die Koronaspektren mit dem Momentverschluss erhalten wurden — die verwandte Platte war eine Schleussnerplatte —, habe ich ganz entsprechend die folgenden Vergleichsaufnahmen gemacht:

Platte C_1) Schleussnerplatte. 3. Juli 1906. Göttingen.
$11^h\,33^m$ M. E. Z. Keilexposition frei gegen die Sonne 15^s
40^m M. E. Z. Momentaufnahmen des Sonnenspektrums.

Der Kollimator, mit dem das Sonnenspektrum erzeugt wurde, bestand aus U. V. Glas und hatte eine Brennweite von 320 mm. Da die Oeffnung der U. V. Kamera selbst $D = 110$ mm ist und der Sonnendurchmesser $\varrho = 31'.5$ war, so folgt, wie gleich hier angeführt sei:

$$\vartheta(\sigma) = \frac{1}{30}\left(\frac{f\varrho}{D}\right)^2 \eta'(\sigma) = 2{,}37\,.\,10^{-5}\,\eta'(\sigma)$$

oder wenn man zu Grössenklassen übergeht, indem man den Logarithmus nimmt und mit $-2{,}5$ multipliziert:

$$13) \qquad \vartheta^{(m)}(\sigma) = 11^m.56 - 2.5\log\eta'(\sigma).$$

Für die Momentaufnahmen wurde der Steinheilsche Fall-Verschluss genau unter denselben Verhältnissen, wie bei der Sonnenfinsternis, benutzt. Die Verwendung dieses Verschlusses hat eine gewisse Unsicherheit mit sich gebracht. Denn der Verschluss ist eigentlich zum Gebrauch als Objektivverschluss bestimmt

und giebt — vor der Platte verwandt — keine gleichmässige Beleuchtung des Gesichtsfeldes, vielmehr ist die Belichtungszeit anfangs am grössten und nimmt allmählich ab.

Um diese Ungleichmässigkeiten zu bestimmen, machte ich Momentaufnahmen des diffusen Himmelslichtes mit freier und mit halb verdeckter Oeffnung der Prismenkamera auf ein und derselben Platte und mass die Schwärzung der entstehenden Bilder aus. Es zeigte sich eine deutliche Abnahme der Schwärzung parallel der Bewegungsrichtung der Verschlussklappen, deren Betrag mit Hülfe der mit der halben Oeffnung aufgenommenen Bilder in Grössenklassen verwandelt werden konnte. Vier Aufnahmen ergaben folgende Helligkeitsüberschüsse gegen den zuletzt belichteten Teil des Gesichtsfeldes. Als Argument ist die Entfernung von dem Rande des Gesichtsfeldes angegeben, an welchem die Bewegung schloss.

Abstand vom Rande des Gesichtsfeldes d		0.7mm	1.2	5.2	9.2	13.2	17.2
		m					
Helligkeitsüberschuss	1. Aufnahme	0.00	0.05	0.08	0.26	0.54	0.94
	2. „	0.00	0.00	0.33	0.36	0.73	1.01
	3. „	0.00	0.03	0.03	0.07	0.16	0.28
	4. „	0.00	−0.07	−0.03	0.05	0.05	0.16
	Mittel	0.00	0.00	0.10	0.18	0.37	0.60
	Formel	0.00	0.00	0.06	0.18	0.37	0.62

Die Mittelwerte werden sehr nahe dargestellt durch die Formel

$$\text{14)} \qquad \text{Korr.} = \overset{\text{m}}{0.0021}\, d^2.$$

Man sieht aus den Abweichungen der 4 Reihen von einander, dass der Verschluss für die hier zu stellenden Ansprüche nicht regelmässig genug funktionierte. Indessen ist hervorzuheben, dass die Spektra nahe senkrecht zur Bewegungsrichtung des Verschlusses lagen, dass daher die spektrale Intensitätsverteilung durch Unregelmässigkeit des Verschlusses sehr wenig beeinflusst wird und nur die resultierenden Werte für die absolute Helligkeit der Korona weniger Zutrauen verdienen.

Eine Korrektion nach Formel (14) wurde an die Messungen auf Platte Z_c angebracht.

§ 12. Ausmessung der Spektren.

Das Vergleichsspektrum habe ich für vier Entfernungen von der Kante, nämlich für $\eta' = 0.5,\ 1.5,\ 4.5$ und 13.5 mm durchphotometriert. Diesen vier Werten von η' entsprechen nach Formel (13) folgende Werte von $\vartheta(\sigma)$:

$$\vartheta^{\text{m}}(\sigma) = 12^{\text{m}}31,\quad 11^{\text{m}}12,\quad 9^{\text{m}}92,\quad 8^{\text{m}}73.$$

Bevor indessen diese Zahlen in die obigen Formeln eingeführt werden dürfen, sind folgende Korrektionen an sie anzubringen.

1) Korrektur wegen Ungleichförmigkeit des Verschlusses. Betrag für die vier Stellen: $0^m.0$, $0^m.0$, $-0^m.1$, $-0^m.5$.
2) Einfluss der Beugung am Spaltrand. Derselbe wird nur für die schmälste benutzte Spaltstelle ($\eta' = 0.5$) merklich und giebt eine Korrektion von $+0^m.2$.
3) Einfluss der Phase der Sonne bei der Keilaufnahme auf Platte Z_c. Die Sonnenhelligkeit betrug nach Bemporad l. c. nur 0.70 der Totalhelligkeit. Daraus folgt eine Korrektion aller 4 Zahlen um $+0^m.39$.
4) Reflexion an den 4 Flächen des Kollimatorobjektes. Korrektion aller vier Zahlen um $+0^m.25$.
5) Es ist beachtet, dass die Aufnahme des Vergleichsspektrums etwas zerstreutes Licht aufweist. Die Intensität desselben liess sich durch Ausmessung der Schwärzung ausserhalb des Spektrums, wie sie in der Rubrik „falsches Licht" der folgenden Tabelle angegeben ist, näherungsweise bestimmen. Dieses falsche Licht wirkt so, als ob die Intensität des einfallenden Lichts grösser, die Abblendung geringer wäre. Es ist deswegen an die Abblendungszahlen eine negative Korrektion angebracht, die aber nur an den äussersten Enden des Spektrums merkliche Beträge (bis $0^m.4$) erreicht.

Die Einflüsse von selektiven Absorptionen werden weiter unten Berücksichtigung finden.

Die folgende Tabelle IV enthält nun die auf Platte C_1 gemessenen Schwärzungen, die ich mit S bezeichnen will, und dazu die mit den obigen Korrektionen versehenen Werte $\vartheta^m(\sigma)$. Die Wellenlängen, welche den Strecken σ im Spektrum entsprechen, sind aus den Fraunhoferschen Linien im Spektrum abgeleitet. Die Zahlen S' werden später ihre Erklärung finden. Das Mikroskop des Mikrophotometers wurde bei dieser Durchmessung unscharf eingestellt, um die durchschnittliche Helligkeit des Sonnenspektrums unter Einschluss der Fraunhoferschen Linien zu erhalten; die breitesten Linien wurden vermieden.

Ganz ähnlich giebt Tabelle V die auf Platte Z_c erhaltenen Schwärzungen, die mit S' bezeichnet werden sollen, einesteils für den Keil auf dieser Platte, andernteils für das Koronaspektrum auf den beiden die Sonne tangierenden Spektralstreifen. Die Orientierung der Wellenlängen ergab sich aus den Chromosphärenlinien, welche die Aufnahme zeigt.

Der Uebergang vom Vergleichsspektrum zur Korona wird durch die beiden Keilbilder vermittelt. Vergleicht man die Schwärzungen S und S' derselben Keilstellen, so erhält man folgende Tabelle zur Reduktion von S auf S':

S	65	60	55	50	45	40	35	30
$S'-S$	10.0	8.7	7.3	6.3	6.2	6.4	6.8	7.2.

Mittelst derselben sind alle Zahlen S der Tabelle IV in Schwärzungen S' verwandelt.

Tabelle IV.

a) Keil.

Keilstellen:	2.5	5	10	15	20	25	30	35
Schwärzung S:	64.8	64.0	60.4	54.9	48.7	43.5	39.0	38.6

b) Vergleichsspektren.

		σ in mm	−28.0	−26.0	−24.0	−22.0	−20.0	−18.0	−16.0	−14.0	−12.0	−10.0	−7.8	−6.0	−4.0	−2.0	−0.2	+2.0	+4.0	+6.0	+8.0	+10.0	+12.0	+14.0	+16.0
		λ in $\mu\mu$	329	333	337	342	348	355	362	369	376	384	395	405	416	428	440	454	471	489	509	531	556	586	623
$\eta' = 0.5$		S					33.6	39.1	39.5	44.5	44.7	44.5	49.3	51.8	53.1	52.7	53.2	52.7	49.0	43.2	37.9	32.9			
		ϑ					12^m8	13.0	13.0	13.1	13.1	13.2	13.2	13.2	13.2	13.2	13.1	13.1	13.1	12.9	12.8	12.7			
		S'					40.5	45.6	46.0	50.7	50.8	50.6	55.6	58.4	60.0	59.5	60.1	59.5	55.2	49.4	44.4	39.9			
$\eta' = 1.5$		S				36.3	39.7	43.8	44.6	49.1	49.4	51.3	55.6	57.7	59.1	58.7	59.6	57.8	54.8	49.4	41.3	36.3			
		ϑ				11^m5	11.6	11.7	11.7	11.8	11.8	11.8	11.8	11.8	11.8	11.8	11.8	11.8	11.8	11.7	11.7	11.6			
		S'				43.0	46.1	50.0	50.7	55.3	55.7	57.9	63.1	65.7	67.4	67.0	68.2	65.8	62.0	55.7	47.7	43.0			
$\eta' = 4.5$		S			33.9	40.9	45.2	51.8	53.1	57.8	57.4	59.0	63.0	65.0	66.1	66.3	66.0	64.4	59.8	53.7	46.2	39.6	37.3	35.3	31.9
		ϑ			10^m1	10.3	10.4	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.5	10.4	10.2	10.1	10.0
		S'			40.7	47.3	51.4	58.4	60.0	65.8	65.2	67.3	72.4	75.0	76.5	76.7	76.4	74.2	68.4	60.7	52.4	46.1	43.9	42.1	38.9
$\eta' = 13.5$		S	33.2	36.2	42.0	50.7	55.9	61.3	63.1	67 8	69.0			(zu hell)					69.5	60.8	53.3	47.0	41.7	39.8	37.0
		ϑ	8^m5	8.6	8.8	8.9	8.9	8.9	8.9	8.9	8.9								8.7	8.7	8.7	8.7	8.6	8.6	8.5
		S'	40.1	42.9	48.2	56.2	63.4	70.3	72.6	78.7	80.3								81.0	69.6	60.3	53.2	48.0	46.3	43.7
Falsches Licht		S		29.5								29.5		35.2	37.9		37.6	35.6		34.5	30.3				30.3

Tabelle V.

a) Keil.

Keilstellen:	2.5	5	7.5	10	15	20	25	30	35
Schwärzung S':	74.7	73.8	72.5	69.5	62.1	54.6	49.8	45.5	45.5

b) Koronaspektrum.

		σ	− 22.5	− 20.5	− 18.5	− 16.5	− 14.5	− 12.5	− 10.5	− 8.5	− 6.5	− 4.5	− 2.5	− 0.5	+ 1.5	+ 3.5	+ 5.5	+ 7.5
		λ	341	347	353	360	367	374	382	392	402	413	425	437	451	467	485	504
Nördlicher Streifen		S'	39.6	40.4	44.1	47.3	50.6	51.8	54.4	57.7	59.8	62.2	62.3	63.3	63.3	60.3	55.6	49.8
		ϑ	11.8	12.4	12.8	12.4	12.8	12.8	12.4	12.5	13.0	12.6	12.8	12.5	12.3	12.2	11 8	11.7
	Korr. f.	V	0.5	0.5	0.5	0.5	0 4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
	Endwert	ϑ	12.3	12.9	13.3	12.9	13.2	13.2	12.8	12.9	13.4	13.0	13.2	12.9	12.7	12.6	12.2	12.1
Südlicher Streifen		S'	38.0	40.0	41.2	43.2	45.3	46.7	50.0	52.7	55.0	56.3	57.5	57.0	56 3	54.3	51.0	43.8
		ϑ	12.1	12.6	13.7	13.7	14.0	14.1	13.5	13.7	13.7	13.8	13.7	13.9	13.8	13.6	13.3	13.4

Betrachtet man nun die Gesamtheit der zusammengehörigen Zahlen ϑ und S' in Tabelle IV, so hat man eine Tafel mit doppeltem Eingang vor sich. Argumente sind die Wellenlänge, resp. die Stelle σ des Spektrums, und die Schwärzung S', Funktion ist die Helligkeit ϑ. Um das Interpolieren zu erleichtern und kleine Unregelmässigkeiten dieser Werte selbst auszugleichen, habe ich die Kurven ϑ als Funktionen von S' für alle Wellenlängen aufgetragen und weiterhin diese Kurven benutzt.

Mit den Wellenlängen und Schwärzungen S', welche Tafel V b) für die einzelnen Punkte des Koronaspektrums angiebt, bin ich dann in die Kurvenschaar eingegangen und habe damit die Werte ϑ für die Korona interpoliert, wie sie in Tafel V b) eingetragen sind. An diese Werte war dann noch die Korrektion wegen Ungleichförmigkeit des Verschlusses anzubringen, um sie in die „Endwerte" der Tabelle überzuführen. Für den südlichen Streifen verschwindet die Verschlusskorrektion.

Die hiermit erhaltenen Endwerte stellen genau die Helligkeitswerte des unreinen Spektrums — in Grössenklassen gezählt — dar, welche bei der obigen theoretischen Betrachtung mit ϑ bezeichnet wurden.

§ 13. Aktinität des Sonnenspektrums.

Um zur Helligkeit des reinen Koronaspektrums übergehn zu können, muss bekannt sein, welche photographische Wirkung die verschiedenen Teile des Sonnenspektrums ausüben, welche Gestalt die Funktion $K(\sigma)$ hat. Wir messen $K(\sigma)$, indem wir nachsehn, in welchem Verhältnis das Sonnenspektrum abgeschwächt werden muss, damit die von der wirksamsten Wellenlänge ($\lambda = 441\,\mu\mu$, $\sigma = 0$) erzeugte Schwärzung auf diejenige der betreffenden anderen Wellenlänge reduziert wird. Das Messungsmaterial ist in Tafel IV vorhanden.

Da es sich nur um einen Ueberschlag handelt, können wir die Beziehung zwischen einer in Grössenklassen gemessenen Helligkeit und der Schwärzung S als linear voraussetzen und erhalten aus Tafel IV im Durchschnitt etwa:

$$m = 0.15\,S.$$

Verwandelt man durch Multiplikation mit diesem Faktor 0.15 die Schwärzungen S der Tafel IV in Grössenklassen und subtrahiert die entstehenden Zahlen von dem jeweils für $\lambda = 441\,\mu\mu$ resultierenden Wert, so erhält man folgendes Absinken der photographischen Helligkeit im Sonnenspektrum gegen die wirksamste Wellenlänge:

Tafel VI. Aktinität $K(\sigma)$ des Sonnenspektrums.

σ	−28	−26	−24	−22	−20	−18	−16	−14	−12	−10	−8	−6	−4	−2	0
$\eta' = 0.5$					3.3	2.4	2.3	1.6	1.5	1.5	0.6	0.2	0.0	0.1	0.0
1.5				4.1	3.5	2.8	2.7	1.9	1.9	1.5	0.8	0.4	0.1	0.2	0.0
4.5			5.7	4.6	3.8	2.7	2.5	1.6	1.7	1.4	0.6	0.2	0.0	0.0	0.0
13.5	8.0	7.5	6.1	5.2	4.1	3.0	2.7	1.9	1.5						
m	6.4	6.0	4.8	3.9	3.4	2.6	2.5	1.7	1.7	1.5	0.7	0.3	0.1	0.1	0.0
$K(\sigma)$	0.00	0.00	0.01	0.03	0.04	0.09	0 10	0.21	0.21	0.25	0.52	0.76	0.92	0.92	1.00

σ	+2	4	6	8	10	12	14	16	18
$\eta' = 0.5$	0.1	0.7	1.9	2.7	3.5				
1.5	0.4	0.9	2.0	3.2	4.0				
4.5	0.3	1.2	2.3	3.6	4.6	5.2	5.5	6.1	
13.5		1.5	3.2	4.6	5.6	6.5	6.7	7.2	8.0
m	0.3	0.8	2.0	2.9	3.8	4.3	4.5	5.1	5.7
$K(\sigma)$	0.76	0.44	0.16	0.07	0.03	0.02	0.02	0.01	0.01

Ich habe das Mittel aus den beiden ersten Reihen genommen, welches der Schwärzung der Koronaspektren nahe entspricht, und die letzten Reihen nur zur Fortsetzung an den Enden des Spektrums verwandt. Indem man die so erhaltenen in Grössenklassen ausgedrückten Werte m durch Bildung von 0.4^m in Helligkeitsverhältnisse zurückverwandelt, findet man die in der letzten Zeile der vorstehenden Tabelle enthaltene Darstellung der photographischen Wirkung $K(\sigma)$ der Sonne in den verschiedenen Spektralgebieten.

§ 14. Reduktion auf reines Spektrum. Ergebnis.

Nachdem nun durch Tabelle V und VI die Helligkeit des unreinen Koronaspektrums und die Aktinität $K(\sigma)$ des Sonnenspektrums gegeben sind, konnte mit Benutzung der obigen Annahmen über die Helligkeitsverteilung der ganzen Koronastrahlung die „Reduktion auf reines Spektrum“ $\eta(\sigma)$ nach der Formel (10) berechnet werden. Da $\vartheta(\sigma)$ gemäss Tabelle V b) so nahe konstant ist, die Helligkeitsverteilung im unreinen Koronaspektrum der im reinen Sonnenspektrum so nahe liegt, habe ich mir hierbei erlaubt, einfach $\vartheta(\sigma) = \vartheta(0) = \text{const.}$ zu setzen. Ich habe also tatsächlich berechnet, wie sich die Intensität in einem reinen

Sonnenspektrum verschieben würde, wenn die Lichtquelle nicht punktförmig, sondern in einem Streifen mit dem der Korona entsprechenden Helligkeitsabfall nach aussen verteilt wäre. Die nötigen Quadraturen wurden für einige Werte von σ mechanisch ausgeführt mit folgendem Ergebnis (es ist $g(\sigma)$ gleich in Grössenklassen ausgedrückt):

σ	-20	-15	-10	-5	0	$+5$	$+10$
$g(\sigma)$	$-0^m.22$	-0.20	-0.09	$+0.10$	$+0.13$	-0.25	$-0.9.$

Man sieht, dass diese „Reduktion auf reines Spektrum“ nur für das rote Ende des Spektrums merkliche Beträge erreicht. Der letzte Wert für $\sigma = 10$ ist unsicher, da er schon stark von einer Aenderung der Kurve $K(\sigma)$ beeinflusst wird.

Bildet man nun entsprechend Formel (12) den Quotienten $\frac{\vartheta(\sigma)}{\vartheta(0)}$, so wie es in folgender Tabelle geschehen ist, und dividiert durch $\frac{g(\sigma)}{g(0)}$ — bei dem Rechnen mit Grössenklassen hat man tatsächlich nur zu subtrahieren — so findet man die unten angegebenen Werte für die Helligkeit des reinen Spektrums $\psi(\sigma)$.

Tabelle VII. Reines Koronaspektrum $\psi(\sigma)$.

	σ	-22.5	-20.5	-18.5	-16.5	-14.5	-12.5	-10.5	-8.5	-6.5	-4.5	-2.5	-0.5	$+1.5$	$+3.5$	$+5.5$	$+7.5$
	λ	341	347	353	360	367	374	382	392	402	413	425	437	451	467	485	504
$\frac{\vartheta(\sigma)}{\vartheta(0)}$	Nordstreifen	$-0^m.6$	0.0	$+0.4$	0.0	$+0.3$	$+0.3$	-0.1	0.0	$+0.5$	$+0.1$	$+0.3$	0.0	-0.2	-0.3	-0.7	-0.8
	Südstreifen	-1.8	-1.3	-0.2	-0.2	$+0.1$	$+0.2$	-0.4	-0.2	-0.2	-0.1	-0.2	0.0	-0.1	-0.3	-0.6	-0.5
	Mittel	-1.2	-0.6	$+0.1$	-0.1	$+0.2$	$+0.2$	-0.2	-0.1	$+0.2$	0.0	0.0	0.0	-0.2	-0.3	-0.6	-0.6
	$g(\sigma)/g(0)$	-0.4	-0.4	-0.4	-0.4	-0.3	-0.3	-0.2	-0.2	-0.1	0.0	0.0	0.0	-0.1	-0.2	-0.4	-0.7
	$\psi(\sigma)$	-0.8	-0.2	$+0.5$	$+0.3$	$+0.5$	$+0.5$	0.0	$+0.1$	$+0.3$	0.0	0.0	0.0	-0.1	-0.1	-0.2	$+0.1$

Aus den ϑ-Werten für den Nord- und Südstreifen habe ich gleich das Mittel genommen und vereinige nun auch je zwei benachbarte ψ-Werte zu folgenden Endwerten:

Tabelle VII a). Endwerte (Mittel aus zweien).

λ	$344\,\mu\mu$	356	370	387	408	431	459	494
$\psi(\sigma)$	(-0.50)	$+0^m.40$	$+0.50$	$+0.05$	$+0.15$	0.00	-0.10	-0.05

Hier ist die Stelle, um noch auf die selektiven Absorptionen bei den verschiedenen Aufnahmen Rücksicht zu nehmen. Das Sonnenspektrum ist mit eingeschaltetem Kollimatorobjektiv aus U. V. Glas von 8 mm Dicke aufgenommen. Die Absorption desselben beträgt nach freundlichen Angaben von Herrn Prof. Straubel in Jena $0^m.2$ für die Wellenlänge $344\,\mu\mu$, $0^m.1$ für $356\,\mu\mu$ und verschwindet für grössere Wellenlänge. Ferner ist bei der Koronaaufnahme das

ganze U. V. Prisma benutzt, während bei der Vorschaltung des Kollimators, der 30 mm Oeffnung hatte, nur der mittelste Teil desselben zur Verwendung kam. Ein besonderer Versuch ergab folgende Absorptionskoeffizienten des Prismenglases für 4 cm Glasdicke:

λ	335	339	355	373	395	422	477
Absorptionskoeffizient	0.66	0.70	0.83	0.91	0.93	0.91	0.93
Korrektion	$0^m.15$	$0^m.12$	$0^m.07$	$0^m.03$	$0^m.03$	$0^m.03$	$0^m.03$

Mit diesen Absorptionskoeffizienten berechneten sich aus den geometrischen Verhältnissen die darunter gesetzten Beträge, um welche die Vergleichsaufnahmen zu hell waren. Schliesslich ist noch der Einfluss der Erdatmosphäre zu bedenken. Die Zenitdistanz der Sonne bei der Totalität in Gelma betrug $38^0.7$, die bei der Aufnahme des Vergleichspektrums in Göttingen $29^0.5$. Die Extinktion der photographisch wirksamsten Strahlen ($\lambda = 441\,\mu\mu$) beträgt (zum doppelten der Potsdamer optischen Extinktion angesetzt) für diese Zenitdistanzen $0^m.11$ resp. $0^m.05$, Differenz $0^m.06$. Nimmt man die Absorption mit der vierten Potenz der Wellenlänge steigend an, so ergiebt sich damit für $\lambda = 341\,\mu\mu$ eine Absorptionsdifferenz von $0^m.14$. Addiert man alle drei Korrektionen mit dem richtigen Vorzeichen, so heben sie sich zufällig auf. Die Tabelle VII a) stellt somit das Endergebnis der Untersuchung dar. Die nähere Besprechung desselben wird im letzten Abschnitt erfolgen.

IV. Abschnitt. Helligkeit der inneren und der gesamten Korona.

§ 15.

Die Angaben über die absolute Helligkeit der Korona in verschiedener Distanz von der Sonne, welche in den Spektralaufnahmen der Korona enthalten sind, lassen sich nach der Auseinandersetzung im vorigen Abschnitt exakt so angeben. Für einen an die Sonne tangentialen Schnitt durch die Korona (quer zum Spektrum gezählte Koordinate η gleich Sonnenradius R) gilt die Gleichung (11):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h(\mu)\,d\mu = \int_{-\infty}^{+\infty} i(\sqrt{R^2+\mu^2})\,d\mu = \frac{\vartheta(0)}{g(0)},$$

wobei $\vartheta(0)$ die Helligkeit des unreinen Spektrums für die Wellenlänge maximaler Intensität ist und $g(0)$ die Reduktion auf reines Spektrum bedeutet. Ganz ebenso gilt für einen Schnitt in der beliebigen Entfernung η vom Sonnenzentrum:

$$15) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} i(\sqrt{\eta^2+\mu^2})\, d\mu = \frac{\vartheta(0)}{g(0)}$$

wo $\vartheta(0)$ und $g(0)$ sich wieder auf die Wellenlänge $441\,\mu\mu$, aber auf die betreffende Entfernung η vom Sonnenzentrum beziehn.

Im folgenden beschränke ich mich durchaus auf die Wellenlänge maximaler Intensität, da hier die Reduktion auf reines Spektrum sehr wenig ausmacht und sehr sicher zu bestimmen ist. Ich lasse daher den Index 0 bei ϑ und g weg und führe statt dessen das neue Argument η ein, welches den Abstand des betreffenden Spektralstreifens vom Sonnenmittelpunkt bezeichnet.

Die Aufgabe ist, die Platten in der Wellenlänge maximaler Intensität für verschiedenen Abstand von der zentralen Linie des Spektrums zu photometrieren und zunächst die Helligkeiten des unreinen Spektrums ϑ abzuleiten.

§ 16. Helligkeit am Sonnenrand aus Platte Z_a.

Aus der Untersuchung des § 12 Tabelle V b) können wir noch entnehmen, dass am Sonnenrand im Mittel aus dem nördlichen und südlichen Streifen für die Wellenlänge $441\,\mu\mu$ gilt:

$$\text{Für } \eta = R: \qquad \vartheta = 13^{m}.4.$$

§ 17. Bearbeitung von Platte Z_b.

Die Platte Z_b gestattet zunächst die Ableitung der relativen Helligkeiten des unreinen Spektrums für die innere Korona vom Sonnenrande bis zu etwa 8′ Höhe über demselben. Die Platte trägt 3 Koronaspektren mit den Expositionen 1^{s}, 15^{s}, 40^{s}. Diesen Aenderungen der Expositionszeit würden Aenderungen der Intensitäten von $2^{m}.9$ resp. $4^{m}.0$ entsprechen, wenn das sog. Reziprozitätsgesetz gälte. In Wirklichkeit wirkt die Aenderung der Expositionszeit etwas schwächer, als entsprechende Aenderung der Intensität. Ich multipliziere daher diese Beträge mit 0.9 und setze sie zu $2^{m}.6$ resp. $3^{m}.6$ an. Nunmehr stehen 3 Aufnahmen mit bekanntem Abschwächungsverhältnis zur Verfügung und es ist also nach dem Verfahren A. N. Bd. 172 pag. 65 möglich, relative Helligkeiten abzuleiten.

Es ergaben sich folgende Schwärzungen[1]) für die 3 Aufnahmen in ver-

1) Da es sich z. T. um sehr dunkle Stellen der Platte handelte, wurde an dem Mikrophotometer eine besonders starke Durchleuchtung der Platte eingeführt, Die hier folgenden Schwärzungen sind daher mit den sonstigen nicht ohne weiteres vergleichbar. Ich möchte hinzufügen, dass man in der Vergleichung von Schwärzungsangaben, die nicht im Texte zueinander in Beziehung gesetzt werden, vorsichtig sein muss, weil die Beleuchtung im Mikrophotometer öfters gewechselt wurde.

schiedenem Abstand η von der Sonnenmitte. (Dabei ist aus den Messungen nördlich und südlich des Sonnenrandes bereits das Mittel genommen).

Abstand η vom Sonnenzentrum und zugehörige Schwärzung S.

Exposition	16′.5	18′.1	19′.6	21′.2	22′.8	24′.4
1^s	63.1	57.3				
15^s	71.0	68.2	65.6	63.7	62.1	59.5
40^s	72.7	71.5	69.3	66.8	65.8	64.6

Die Umwandlung in Grössenklassen konnte nach dem l. c. unter No. 4b) angegebenen Verfahren erfolgen und ergab die Formel:

$$m = 7.7 \log (78 - S).$$

Hiernach verwandelten sich die Schwärzungen in folgende Grössenwerte:

	16′.5	18.1	19.6	21.2	22.8	24.4
1^s	9^m1	10^m2				
15^s	6.6	7.5	8.5	9.0	9.3	9.8
40^s	5.6	6.3	7.3	8.1	8.4	8.7

Der Abfall der Helligkeiten gegen die Werte am Sonnenrande beträgt demnach:

Tabelle VIII. Relative Helligkeiten der inneren Korona.

	16′.5	18.1	19.6	21.2	22.8	24.4
1^s	0^m0	1.1				
15^s	0.0	0.9	1.9	2.4	2.7	3.2
40^s	0.0	0.7	1.7	2.5	2.8	3.1
Mittel	0.0	0.9	1.8	2.4	2.8	3^m2

Es sind weiter diese relativen Werte in absolute zu verwandeln. Das ist möglich mit Hülfe des auf der Platte befindlichen photometrischen Keils, der allerdings infolge seiner zu geringen Schwärzung nur an die mittleren Teile der Korona auf der kurzen Exposition von 1^s heranreicht. Im Uebrigen waren die Aufgabe und das Verfahren ganz dasselbe, wie oben im § 11. Genau wie dort mit demselben Momentverschluss das Sonnenspektrum aufgenommen wurde, der früher zur Koronaaufnahme gedient hatte, so wurde jetzt das 1^s exponierte

Koronaspektrum zu einem 1^s exponierten Sonnenspektrum durch Vermittlung der 15^s frei gegen die Sonne exponierten photometrischen Keile in Beziehung gesetzt. Zur Herstellung des Sonnenspektrums wurde derselbe Kollimator verwandt, nur musste, um Ueberlichtung zu vermeiden, noch eigens durch eine geschwärzte vor den Spalt gesetzte Platte abgeblendet werden. Die Extinktion der Platte für die aktinisch wirksamsten Strahlen ergab sich durch einen besonderen Versuch zu $3^m.25$. Eine Aufnahme vom 4. September 1906 $12^h\,40^m$ ergab nun, dass die Keilstelle 2.5 bei 15^s Exposition ebenso geschwärzt war, wie das Sonnenspektrum unter Verwendung der Blende, für den Abstand von der Kante $\eta' = 1.0$ mm. Die Helligkeit des unreinen Spektrums ϑ für $\eta' = 1.0$ folgt nach Formel (13) zu $11^m.56$. Diese Zahl ist wegen der Phase der Sonne bei der Aufnahme des Keils auf Platte Z_b um den Intensitätsfaktor 0.75 oder den Betrag in Grössenklassen $0^m.31$, ferner wegen der Reflexion am Kollimatorobjektiv um $0^m.20$ und wegen der vorgesetzten Absorptionsplatte um $3^m.25$ zu vermehren. Das giebt für die Stelle 2.5 des Keils die entsprechende Helligkeit ϑ zu $15^m.3$. Indem man annimmt, dass die aktinischste Wellenlänge dieselbe Gradation giebt, wie das vereinigte Spektrum, darf man die Helligkeiten für die andern Stellen des Keils aus dem durch die obere Zeile von Tab. I gegebenen — ursprünglich für die gesamte photographische Wirkung gültigen — Gradationstäfelchen entnehmen und findet damit nachstehendes Täfelchen für die den einzelnen Keilstellen entsprechenden Helligkeiten des unreinen Spektrums:

Keilstelle:	2.5	5	10	15
Helligkeit ϑ:	$15^m.3$	15.5	16.1	16.7
Schwärzung:	51.2	50.2	45.3	36.2

Dazu gefügt ist gleich die Schwärzung, welche den betreffenden Keilstellen auf der Platte Z_b zu kam.

Für die Korona selbst ergaben sich folgende Schwärzungen (es ist das Mittel aus den sehr nahe übereinstimmenden Werten vom N- und S-Rand gegeben).

Tabelle IX.

Abstand vom Zentrum η:	$21'.2$	22.8	24.4	26.0
Schwärzung:	55.6	51.4	48.4	44.4
Helligkeit ϑ:	$14^m.3$	15.2	15.8	16.2

Der Vergleich mit den obigen Schwärzungen des Keils liefert sofort die darunter gesetzten Helligkeiten ϑ.

Damit ist die absolute Helligkeit des unreinen Koronaspektrums für mittlere Abstände vom Zentrum festgelegt. Man gewinnt die Fortsetzung der Tabelle IX nach der inneren Corona zu, indem man die in Tabelle VIII gegebenen Relativwerte an diese absoluten Helligkeiten anschliesst. Der beste Anschluss ergiebt sich, indem man zu den Relativwerten $12^m.3$ addiert. Man erhält dann folgende Zusammenstellung:

Tabelle X. Helligkeit des reinen Spektrums der inneren Korona.

Abstand vom Zentrum η:	16.5	18.1	19.6	21.2	22.8	24.4	26.0
Aus Tabelle VIII	$12^m.3$	13.2	14.1	14.7	15.1	15.5	
„ „ IX				$14^m.3$	15.2	15.8	16 2
Mittel	$12^m.3$	13.2	14.1	14.5	15.2	15.6	16.2
Helligkeit des reinen Spektrums ζ	$13^m.0$	13.9	14.8	15.2	15.9	16.3	16.9

Aus Platte Z_c hatten wir im § 16 die Helligkeit am Sonnenrande $\vartheta = 13^m.4$ abgeleitet, während sich hier $12^m.3$ ergiebt. In die erste Zahl geht die Unsicherheit des Verschlusses ein, in letztere ein Fehler in der 1^s Exposition. Indem ich beiden Bestimmungen gleiches Gewicht gebe, vermehre ich die eben erhaltenen Mittelwerte um $0^m.6$.

Ausserdem soll hier gleich die Reduktion auf reines Spektrum angebracht werden. Durch die numerische Auswertung der betreffenden zu (10) annalogen Integrale ergab sich für dieselbe in dem ganzen hier in Frage kommenden Gebiet der Wert $0^m.1$. Indem auch dieser noch zu obigen Zahlen hinzugefügt wurde, entstanden die definitiven „Helligkeiten des reinen Spektrums ζ".

§ 19. Die Helligkeitsverteilung in der gesamten Korona.

Es stehen uns nunmehr die folgenden Helligkeitsangaben über die Korona zu gebote: erstens die durch die gesamte aktinische Wirkung bestimmten Helligkeiten der Tabelle III in § 8, zweitens die der Wellenlänge maximaler Wirkung entsprechenden Zahlen der Tabelle X, welche das Integral über einen Schnitt durch die Korona:

$$16) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} i\left(\sqrt{\eta^2+\mu^2}\right) d\mu = \zeta(\eta)$$

geben. Da sich die Farbe der Korona als so nahe übereinstimmend mit der der Sonne erwiesen hat, darf man die Ergebnisse für die Wellenlänge maximaler Wirkung und die Gesamtwirkung miteinander vertauschen, die Helligkeiten aus Tabelle III stellen also direkt die Werte von i für die äusseren Teile der Korona dar.

Um die Helligkeit der inneren Korona aus den Werten von ζ abzuleiten, werde mit Turner der schon erwähnte Ansatz gemacht:

$$17) \qquad i = i_0\left(\frac{R}{r}\right)^n = i_0\left(\frac{R}{\sqrt{\eta^2+\mu^2}}\right)^n$$

sodass i_0 die Koronahelligkeit am Sonnenrand bedeutet. Man hat dann:

18) $$\xi(\eta) = i_0 \int_{-\infty}^{+\infty} d\mu \cdot \left(\frac{R^2}{\eta^2+\mu^2}\right)^{n/2}$$

was ausgeführt ergiebt:

19) $$\xi(\eta) = 2 R i_0 \left(\frac{R}{\eta}\right)^{n-1} f(n).$$

Der Faktor $f(n)$ hat den Wert:

$$\frac{n-3}{n-2}\cdot\frac{n-5}{n-4}\cdots\frac{1}{2}\cdot\frac{\pi}{2} \quad \text{für grades } n$$

$$\frac{n-3}{n-2}\cdot\frac{n-5}{n-4}\cdots\frac{2}{3} \quad \text{für ungerades } n$$

und es ist z. B. numerisch:

$$f(6) = 0.59 \qquad f(7) = 0.53 \qquad f(8) = 0.49.$$

Schreibt man die Gleichung (19) durch Kombination mit (17) in der Form:

20) $$\frac{1}{2f(n)}\frac{\xi(\eta)}{\eta} = i(\eta),$$

so wird sie auch für schwach veränderliches n angenähert gelten und eine für unsre Zwecke ausreichende Lösung der Funktionalgleichung (16) liefern.

Indem ich nach Turner $n = 6$ setzte, erhielt ich aus (20) die nachstehenden Helligkeiten (m „beobachtet“) der inneren Korona. Die Zahlen aus Tabelle III für die äussere Korona sind hinzugefügt. Alle Helligkeiten sind in Grössenklassen ausgedrückt und es sind die aus Formel (17) hervorgehenden „berechneten“ Helligkeiten in Grössenklassen:

$$m = m_0 + 2{,}5\, n \log \frac{r}{R}$$

unter Anwendung der numerischen Werte:

$$m_0 = 15^{m}5 \;(i_0 = 0{,}64.10^{-6}) \qquad n = 6$$

darunter gesetzt.

Tabelle XI. Helligkeit der gesamten Korona.

r	Aus den Spektralaufnahmen							Aus den direkten Aufnahmen				
	16'.5	18.1	19.6	21.2	22.8	24.4	26.0	30'	35'	40'	45'	50'
m beobachtet	$14^{m}9$	15.9	16.9	17.3	18.0	18.6	19.2	$19^{m}5$	20.3	20.9	21.6	22.3
m berechnet	15.5	16.1	16.6	17.1	17.6	18.0	18.5	19.4	20.4	21.3	22.1	22.7
Differenz	+0.6	+0.2	−0.3	−0.2	−0.4	−0.6	−0.7	−0.1	+0.1	+0.4	+0.5	+0.4

Man erkennt in diesen Zahlen eine so gute Bestätigung des Turnerschen Gesetzes, als die geringe Genauigkeit unserer Zahlen und die Unregelmässigkeit der Korona irgend erwarten lassen konnte.

Die Gesamthelligkeit der Korona, verglichen mit der Sonne, folgt aus dem Integral:

$$\frac{2}{R^2}\int_{r=R}^{r=\infty} i(r)\, r dr.$$

Dasselbe giebt unter Benutzung des Ansatzes (17) ausgeführt $\frac{2\, i_0}{n-2}$.

Damit folgt für $n = 6$:

Die Gesamthelligkeit der Korona beträgt

$3{,}2 \cdot 10^{-7}$ oder $16^{m}3$ verglichen mit der Sonne
$0{,}17$ „ $1^{m}9$ „ „ dem Monde.

Abschnitt V. Die Form der Mondoberfläche beim zweiten Kontakt und die Helligkeit des Sonnenrandes.

§ 20.

Das kontinuierliche Spektrum der schmalen Sonnensichel, welches man bei Aufnahmen mit der Prismenkamera kurz vor Beginn oder kurz nach Ende der Totalität erhält, ist durchsetzt von Längsstreifen wechselnder Helligkeit, welche den Unregelmässigkeiten des Mondrandes entstammen. Jeder Mondberg wird durch eine streifenformige Schwächung oder Unterbrechung, jedes Tal des Mondes durch einen Streifen stärkeren kontinuierlichen Photosphärenlichtes bezeichnet. Die Helligkeitsverteilung in einem solchen Spektrum wird daher bestimmt durch 2 Dinge: erstens durch die Form des Mondrandes, zweitens durch die Helligkeit der hinter dem Mondrand hervorblickenden Randstücke der Sonnenphotosphäre,

Es soll versucht werden, sowohl die Form des Mondrandes, als auch die Randhelligkeit der Sonne aus den Spektren auf Film Z_a, abzuleiten.

§ 21. Photometrische Durchmessung für die Wellenlänge $\lambda = 455\, \mu\mu$.

Die erste Arbeit bestand darin, für eine bestimmte Wellenlänge „Helligkeitsprofile“ quer durch die auf Film Z_a befindlichen flash-Spektren hindurch aufzunehmen. Ich wählte speziell die Wellenlänge $\lambda = 455\, \mu\mu$ und folgte der Krümmung der benachbarten Chromosphärenlinien bei der Durchmessung unter dem Mikrophotometer, um genau in einer Wellenlänge zu bleiben. Das Resultat der

Messungen der Spektren Nr. 9, 12 und 15 ist in Figur 2 (pag. 46.) dargestellt. Der Messapparat unter dem Mikrophotometer gestattete eine Ablesung auf 0.01 mm = 2″. Man darf an die Genauigkeit der Messungen keine übertriebenen Anforderungen stellen, denn es war oft nötig, feine Spektralstreifen zu photometrieren, die den Photometerfleck keineswegs ausfüllten. Es hätte sich eine etwas abgeänderte Photometerkonstruktion empfohlen, die noch kleinere Bereiche zu messen erlaubte. Es wurde etwa von 0.2 zu 0.2 mm gemessen und das Detail dazwischen schätzungsweise in die Kurven eingezeichnet, wobei ich Maxima und Minima tunlichst messend kontrollierte.

Die Abszissen S der Figur sind in einem gleich zu erläuternden ungleichmässigen Massstab gezeichnete Schwärzungen, die Ordinaten geben Millimeter senkrecht zur Erstreckung des Spektrums und von der Mitte des Mondes an gezählt. Die positive Richtung geht nach Süden. Die Mitte des Mondes liess sich dadurch auf den Aufnahmen festlegen, dass die Aufnahmen beiderseits durch das Koronaspektrum begrenzt waren, welches die Tangenten an den Mondrand bezeichnete.

Für die Beziehungen der Schwärzungen zu den Helligkeiten hat man einen Anhalt in den drei Spektren der abgeblendeten Sonne, welche vor der Finsternis auf demselben Film aufgenommen worden waren. Die Abblendungen berechnen sich aus den Durchmessern der verwendeten Löcher unter Berücksichtigung der Phase der Sonne bei der Aufnahme zu:

Lochgrösse:	0.52	1.06	3.19
Abblendungen:	11^m7	10.2	7.8

Die Schwärzungen in den drei Spektren an der Stelle, welcher der Wellenlänge 455 $\mu\mu$ entsprach, und zwar in der Mitte des Streifens, in welchem also der volle Sonnendurchmesser wirkte, waren:

$$S = 62.5 \quad 66.0 \quad 71.4.$$

Diese Zahlen geben die lineare Beziehung zwischen Schwärzung S und Grössenklassen

$$S = 89.2 - 2.27m, \quad m = 0.440\ (89.2 - S).$$

Daraus folgt für die Intensitäten $J(= 0.4^m)$:

$$\log J = 0.176\ (S - 89.2).$$

Ich füge gleich den Ausdruck hinzu:

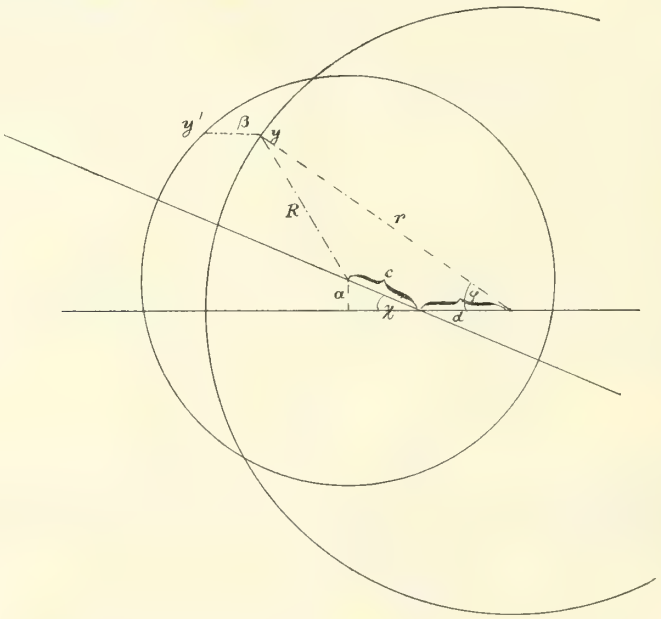
21) $$\log 2RJ = 0.176\ (S - 70.6),$$

in welchem R den Sonnenradius in Bogensekunden bedeutet. Die Größe $2RJ$ ist es, welche bei der Zeichnung der Helligkeitsprofile als gleichförmige Abscisse verwandt wurde und aus deren Verwendung die in Fig. 2 angegebene ungleichförmige Scale der Schwärzungen hervorging. Die Abscissen in Fig. 2 stellen dadurch bereits Helligkeiten und nicht mehr Schwärzungen dar.

§ 22. Theorie.

Wie hängen die gemessenen Helligkeiten oder Schwärzungen quantitativ mit der Form des Mondrandes und der Helligkeit des Sonnenrandes zusammen?

Man wähle ein rechtwinkliches Koordinatensystem, dessen Nullpunkt der Mittelpunkt des für den Augenblick kreisförmig vorausgesetzten Mondes sei, dessen y-Axe parallel der Dispersionsrichtung des Spektrums liegt, dessen x-Koordinaten also mit den ebenso bezeichneten Werten in Fig. 2 übereinstimmen. Der Mondradius sei r, der Sonnenradius sei R. Der Mittelpunkt der Sonne habe in diesem System die Koordinaten a, b (vgl. Fig. 1). Dann entspricht einer bestimmten x-Koordinate auf dem Mondrand der Punkt:



Figur 1.

$$y = \sqrt{r^2 - x^2}$$

und auf dem Sonnenrand der Punkt:

$$y' = b + \sqrt{R^2 - (x-a)^2}.$$

Sei:

$$x = r\sin\varphi, \qquad a = c\sin\chi, \qquad b = c\cos\chi + d, \qquad r - R = \varrho,$$

sodass φ der Positionswinkel am Mondmittelpunkt, χ die Neigung der relativen Bahn von Mond und Sonne gegen die Dispersionsrichtung des Spektrums ist und d die Abweichung der Verfinsterung von der genauen Zentralität misst. Damit ergiebt sich die „Sichelbreite β" an jeder Stelle:

$$\beta = y' - y = d + c\cos\chi - r\cos\varphi + \sqrt{r^2\cos^2\varphi - 2\varrho r + \varrho^2 + 2rc\sin\varphi\sin\chi - c^2\sin^2\chi}$$

oder, solange $r\cos\varphi$ gross gegen ϱ und c ist, durch Taylor-Entwicklung:

21) $$\beta = y' - y = d + \frac{c\cos(\chi-\varphi)-\varrho}{\cos\varphi} - \frac{(\varrho\sin\varphi - c\sin\chi)^2}{2r\cos^3\varphi}.$$

Dieser Differenz wird die Helligkeit des Spektrums J proportional sein. Wählt man als Einheit die Helligkeit, die ein Sonnendurchmesser erzeugen würde, so gilt:

$$J = \frac{i(R)}{2R}(y'-y).$$

Dabei ist $i(R)$ die Helligkeit des Sonnenrandes, verglichen mit der durchschnittlichen Helligkeit auf einem Sonnendurchmesser, und es ist angenommen, dass die Helligkeit in der Nachbarschaft des Sonnenrandes konstant ist, eine Voraussetzung, die wir später zu prüfen haben.

Hat nun der Mond an einer Stelle eine Einsenkung h, so ist J zu ersetzen durch:

22) $$J = \frac{i(R)}{2R}\left(y' - y - \frac{h}{\cos\varphi}\right).$$

Für einen Berg ist h positiv zu zählen. Sobald dieser Ausdruck negativ wird, ist er durch Null zu ersetzen, da dies vollständige Verdeckung der Photosphäre bedeutet. Man setze noch $c-\varrho = \xi$. Dann folgt:

$$J = \frac{i(R)}{2R}\left\{d - \varrho\frac{1-\cos(\chi-\varphi)}{\cos\varphi} - \frac{[\varrho(\sin\varphi-\sin\chi)-\xi\sin\chi]^2}{2r\cos^3\varphi} + \frac{\xi\cos(\chi-\varphi)}{\cos\varphi} - \frac{h}{\cos\varphi}\right\}$$

oder, da man in dem vorletzten Glied für die später in Frage kommenden Fälle ξ vernachlässigen darf:

23) $$J = \frac{i(R)}{2R}\left(a\xi + b - \frac{h}{\cos\varphi}\right)$$

$$a = \frac{\cos(\chi-\varphi)}{\cos\varphi} \qquad b = d - \varrho\cdot\frac{1-\cos(\chi-\varphi)}{\cos\varphi} - \frac{\varrho^2}{2r}\frac{(\sin\varphi-\sin\chi)^2}{\cos^3\varphi}.$$

Es sei noch angemerkt, dass der Eintritt der Totalität erfolgt für $\xi = \xi_0$, wo:

$$\xi_0 = -d\cos\chi - \varrho + \sqrt{\varrho^2 - d^2\sin^2\chi} \quad \text{ist.}$$

Für die in den vorstehenden Formeln auftretenden Grössen hat man folgende numerische Angaben. Aus den Daten der Finsternis findet man:

24) $$\xi = \xi_0 - 0''.416\,t^s \quad (t \text{ vom Eintritt der Totalität an gerechnet})$$
$$\varrho = 41''.5.$$

Ferner ergab die Abmessung am Instrument den Positionswinkel des Spektrums in der Richtung Rot-Violett:

$$p = 106^0.$$

Der Positionswinkel der scheinbaren Mondbahn relativ zur Sonne ergab sich rechnerisch zu 115°.5. Daher hatte der Winkel χ den Betrag:

$$\chi = 115^0.5 - 106^0 = 9^0.5.$$

Mit diesen Angaben fand sich folgendes Täfelchen für a und $b—d$:

Tabelle XII.

x	—3.0	—2.5	—2.0	—1.5	—1.0	—0.5	0.0	+0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
φ	—34°5	—28.2	—22.2	—16.4	—10.9	—5.4	0.0	+5.4	10.9	16.4	22.2	28.2	34.5	41.4	49.0	58.0	70.6
a	0.87	0.90	0.92	0.93	0.95	0.97	0.99	1.00	1.02	1.03	1.05	1.07	1.10	1.13	1.18	1.25	1.55
b-d	—16″.5	—11.4	—7.8	—5.0	—3.0	—1.6	—0.6	—0.1	0.0	—0.4	—1.2	—2.9	—5.5	—9.9	—17.1	—32.2	—88.4

§ 23. Die Korrektion des Mondortes und die Randhelligkeit der Sonne.

Unbekannt sind noch, abgesehn von den Unebenheiten des Mondrandes h, die Grössen ξ und d, welche den Ort des Mondmittelpunktes gegen den Sonnenmittelpunkt festlegen, und die Randhelligkeit der Sonne i. Sobald man auf die Unregelmässigkeit des Mondrandes Rücksicht nimmt, wird der Mittelpunkt der Mondscheibe in gewissem Grade unbestimmt und man könnte daher ξ und d willkürlich ansetzen und hätte dann unter h eben die Abweichungen des Mondrandes von einem Kreis um diesen willkürlich gewählten Mittelpunkt zu verstehen. Es bliebe dann noch die Grösse i zu bestimmen. Das wäre aber auf keine Weise möglich, wofern nur die Helligkeiten J bekannt sind, denn jede Aenderung von i würde sich einfach auf die ebenfalls unbekannten Grössen h werfen. Das nötige neue Datum hätte man zur Verfügung, wenn die Zeiten der Spektralaufnahmen beobachtet wären. Da diese Beobachtung aber nicht erfolgt ist, so sind wir auf die Benutzung fremder Angaben angewiesen.

Das Profil des Mondrandes in grossen Zügen hat Herr Hayn aus heliometrischen Messungen abgeleitet (Astron. Nachr. Bd. 168, pag. 1). Um von demselben Gebrauch machen zu können, müssen wir den Mondmittelpunkt in Uebereinstimmung mit dem von Hayn gewählten Punkt wählen. Die Genauigkeit der Mondtafeln ist, wie bekannt, nicht gross genug, um aus ihnen etwa den genauen Ort des Mondmittelpunktes zu errechnen. Wir müssen vielmehr den Haynschen Messungen 3 Daten entnehmen, welche zugleich d, ξ und i zu bestimmen gestatten, welche dann aber ausser der Randhelligkeit der Sonne auch noch die Korrektion des Mondortes festlegen.

Herr Hayn giebt die Abweichungen des Mondrandes von der Kreisform als Funktionen der selenographischen Koordinaten P und D, die für die Randstellen bei der Finsternis als Funktionen des Positionswinkels p folgende Werte hatten:

p	P	D	φ
95°	72°	—3.3	—11°
115°	92°	—3.5	+9°
135°	112°	—3.3	+29°
155°	132°	—2.7	+49°.

Zwischen dem Positionswinkel p und unserem Winkel φ besteht der Zusammenhang: $p = 106^0 + \varphi$.

Mit diesen Angaben liess sich aus den Haynschen Daten das in der gestrichelten Kurve der Figur 3 gezeichnete Mondprofil ableiten.

Ich entnehme demselben die folgenden drei Höhenwerte:

$$\varphi = 34.^{\circ}5\,(x = +3.0) : h = -0.''2$$
$$\varphi = 5.4\ \ (x = +0.5) : h = +0.''5$$
$$\varphi = 10.9\,(x = -1.0) : h = +0.''1.$$

Ich will zunächst Spektrum No. 9 an diese Daten anschliessen. Man entnimmt Kurve No. 9 der Figur 2 folgende Werte von $2JR$ für die drei Stellen: 0.57, 1.75, 1.15. Damit folgen unter Benutzung des Täfelchens XII nach (23) die 3 Gleichungen:

$$0.57 = i\,(1.10\,\xi + d - 5.3)$$
$$1.75 = i\,(1.00\,\xi + d - 0.6)$$
$$1.15 = i\,(0.95\,\xi + d - 3.1)$$

deren Auflösung ergiebt:

$$i = 0.245 \quad \xi = -1.''2 \quad d = +8.''9.$$

Der hier erhaltene Wert i bedeutet die Helligkeit des Sonnenrandes im Verhältnis zur durchschnittlichen Helligkeit auf einem Sonnenradius. Letztere findet sich aus den Messungen von Vogel für die Wellenlänge 455 $\mu\mu$ zu 0.82 der Zentralhelligkeit der Sonne. Daraus ergiebt sich das Resultat:

$$i = 0.245\,.\,0.82 = 0{,}20 \text{ Zentralhelligkeit der Sonne.}$$

Nachdem i gefunden ist, kann man ferner durch Multiplikation mit $1/i$ die Grössen $J.R$ direkt in Bogensekunden verwandeln. Die hieraus sich ergebende Sekundenskale ist in Fig. 2 bereits angegeben. Mit Hülfe dieser Skale wurden nun die mit $\xi = -1.''2$ und $d = +8.''9$ berechneten Werte $a\xi + b$ für jedes x eingetragen. Es entstand so die „Normallinie" der Figur 2, die angiebt, wie der Abstand zwischen Mond- und Sonnenrand bei genau kreisförmiger Mondgestalt über die Sichel verteilt wäre. Die Abweichungen der beobachteten Kurve No. 9 von der berechneten geben (bis auf den Faktor $\sec\varphi$) die Höhen der Mondberge in Bogensekunden.

Wir fragen schliesslich, welche Verschiebung gegen den Mondort des Nautical Almanac der Wert $d = +8.''9$ bedeutet. Es handelt sich hierbei um eine Verschiebung senkrecht zur scheinbaren Mondbahn. Nennt man letztere Verschiebung D (positiv bei Verschiebung des Mondes nach Norden) so ist:

$$D = -d \sin\chi.$$

Nun lag unser Beobachtungsort 2.'0 seitlich der im *N. A.* angegebenen Zentralitätslinie nach Norden zu. Da der Totalitätsstreifen hier im ganzen eine Breite von 104′ hatte und diese Strecke den Mond um den Unterschied Sonnendurch-

messer — Monddurchmesser $= 2\varrho = 91''$ verschiebt, so wird durch die 2'.0 seitliche Entfernung von der Zentralitätslinie der Mond um:

$$D = -\frac{2'.0}{104} \cdot 91'' = -1''.8$$

nach Norden verschoben. Aus unsern Messungen folgt:

$$D = -8''.9 \sin 9°.5 = -1''.5$$

d. h. der Mond befand sich um 0''.3 in der Richtung senkrecht zur scheinbaren Mondbahn nördlicher, als die Ephemeride des Naut. Al. angiebt.

Um eine vollständige Korrektion des Mondortes zu erhalten, nehme man hinzu, dass nach den Beobachtungen der Herren Newall [1]) und Stephan [2]) alle Kontakte um durchschnittlich 20^s vor der Vorausberechnung des *N. A.* eingetreten sind. Das giebt eine Verschiebung A des Mondes in der Richtung der scheinbaren Mondbahn vom Betrag $0''.416 \cdot 20 = 8''.3$. Da die scheinbare Mondbahn den Positionswinkel 115°.5 hat, so folgte daraus die Korrektion des Mondortes des *N. A.* in $AR.$ und δ:

$$\Delta\alpha \cos\delta = 8''.3 \sin 115°.5 - 0.3 \cos 115°.5, \quad \Delta\alpha = +7''.6$$
$$\Delta\delta = 8''.3 \cos 115°.5 + 0.3 \sin 115°.5, \quad \Delta\delta = -3''.3.$$

§ 24. Mängel der Aufnahmen. Versuch einer genaueren Discussion der Randhelligkeit der Sonne.

Die bisherige Discussion ging von der Ausnahme aus, dass die Helligkeit der Randpartien der Sonne, unabhängig von der Entfernung jeder Stelle vom Rande, als konstant betrachtet werden dürfe. Wenn im folgenden der Versuch gemacht wird, das genauere Gesetz der Helligkeitsabnahme der Sonnenscheibe in der Nachbarschaft des Randes abzuleiten, so darf man darin nur eine Erläuterung der Möglichkeit sehen, aus vollkommneren Aufnahmen derselben Art wirklichen Aufschluss über die Randhelligkeit der Sonne zu erhalten. Bei den vorliegenden Aufnahmen scheint leider der Verschluss sehr unregelmässig funktioniert zu haben oder die Empfindlichkeit des Filmbandes ist ungleichmässig gewesen. Denn die grosse Protuberanzengruppe, die nach Ausweis der Aufnahmen in Spanien und Aegypten höchst stabil war, giebt auf den Spektren No. 9—19 eine ständig wachsende Schwärzung. Dazu kommt die ungleichmässige Verschlussbewegung über das Gesichtsfeld hin (vgl. § 11). Diese scheint bei den Filmaufnahmen nicht so ausgeprägt gewesen zu sein, wie bei den späteren Aufnahmen auf Platte Z_c, da die Koronaspektren in Nord und Süd auf dem Film sehr nahe gleich geschwärzt sind. Deswegen habe ich im Vorhergehenden die Korrektion nicht angebracht. Immerhin kann auch hierdurch eine Verfälschung des photometrischen Mondprofils veranlasst worden sein.

1) Proceedings of the Roy. Soc. Vol. 77. 1905. Nov. 17.
2) Comptes rendus. Vol. 141. 1905, pag. 583.

Mit allem Vorbehalt, der aus diesen Mängeln entspringt, lässt sich nun aus den Aufnahmen No. 12 und 15 der Schluss ziehn, dass die oben gefundene Randhelligkeit i nicht nur ein Mittelwert für die bei No. 9 in Betracht kommenden 8 letzten Sekunden innerhalb der Sonnenscheibe ist, sondern dass i bis zu 1—2″ vom Sonnenrande nahe diesen Wert beibehält. Die Ueberlegung ist folgende:

Für die kleinen Werte von φ und ξ, die bei No. 12 und 15 nur noch in Betracht kommen, darf man $a = 1$ setzen und hat dann für die Sichelbreiten β:

$$\beta = \xi + b - \frac{h}{\cos\varphi}$$

$$\beta' = \xi' + b - \frac{h}{\cos\varphi}$$

$$\beta'' = \xi'' + b - \frac{h}{\cos\varphi}$$

wenn sich die Akzente auf No. 12 und 15 beziehen. Daher:

$$\beta'' - \beta' = \xi'' - \xi' \quad \beta' - \beta = \xi' - \xi.$$

In Worten: „Die Sichelbreiten vermindern sich von Aufnahme zu Aufnahme um Beträge, die über die ganze Sichel hin merklich konstant sind.“

Ist nun i konstant, so folgt das, was eben für die Sichelbreiten abgeleitet wurde, auch für J und spricht sich so aus: „die Kurven in Figur 2 müssen Parallelkurven sein.“ In der Tat, schiebt man die Kurve No. 9 um 3.0 resp. 5.0 nach links, so gelangt sie mit den beiden andern Kurven so genau zur Deckung, als die Messschwierigkeiten erwarten lassen.

Würde hingegen i nach dem Sonnenrande hin rasch kleiner, so würde eine Stelle mit an sich geringer Sichelbreite (entsprechend einem Mondberg) bei der Annäherung an die Totalität noch relativ rascher an photogr. Wirksamkeit verlieren, weil nur noch der schwach leuchtende äussere Sonnenrand bei ihr zur Wirkung käme. Betrachtet man z. B. die Stelle $x = 1.3 - 1.7$, so hat man hier bei No. 15 eine Sichelbreite von 2″.0. Wäre die Sonnenhelligkeit i auf diesem Randstück nur halb so gross, wie bei einer Sichelbreite von 4″, so dürfte diese Stelle nur eine Helligkeit J entsprechend 1″.0 unsrer Skale zeigen und nicht mehr denselben ausgeprägten Buckel bilden, wie auf Kurve No. 12. Es folgt also geringe Veränderlichkeit von i dicht am Sonnenrande.

Um dasselbe numerisch zu kontrollieren, habe ich die durchschnittlichen Intensitäten $2JR$ in den verschiedenen Strecken der Sichel abgeschätzt und folgendes erhalten:

x		No. 9	12	15
−1.0 bis	−0.5	1.2	0.3	—
−0.5	0.0	1.8	0.5	—
0.0	+0.5	1.7	0.8	—
0.5	1.0	1.8	0.8	0.2
1.0	1.5	1.5	1.0	0.3
1.5	2.0	1.7	0.9	0.3
2.0	2.5	2.6	1.5	0.8.

Es werde nun i nicht konstant, sondern mit dem Abstand σ vom Sonnenrande wachsend vorausgesetzt in der Form:

25) $$i = i_0 + i_1 \sigma.$$

Dann wird die Helligkeit $2RJ$ bei der Sichelbreite β nicht gleich $i\beta$, sondern es gilt:

$$2RJ = \int_0^\beta i d\sigma = \beta\left(i_0 + \frac{i_1}{2}\beta\right)$$

oder bei kleinem i_1 durch Umkehrung

26) $$\beta = \frac{2RJ}{i_0}\left(1 - \frac{i_1}{2i_0^2}2RJ\right).$$

Diese Gleichung möge für Spektrum No. 9 gelten. Indem wir entsprechende mit ein resp. zwei Akzenten versehene Gleichungen für Spektrum No. 12 und 15 anschreiben und subtrahieren, erhalten wir:

$$\beta' - \beta = \frac{2R(J'-J)}{i_0} - \frac{2R^2}{i_0^3} i_1 (J'^2 - J^2)$$

$$\beta'' - \beta' = \frac{2R(J''-J')}{i_0} - \frac{2R^2}{i_0^3} i_1 (J''^2 - J'^2).$$

Wir haben oben abgeleitet, dass die Verminderungen $\beta' - \beta$ und $\beta'' - \beta'$ über die ganze Sichel hin, d. h. für alle Werte der Sichelbreite oder der Intensitäten J konstant sein müssen. Daher lässt sich i_1 aus der Bedingung bestimmen, dass die für verschiedene Sichelstellen erhaltenen Werte von $\beta' - \beta$ resp. $\beta'' - \beta'$ möglichst übereinstimmen sollen.

Dies wende man auf die obigen Zahlenwerte an. Man findet zunächst durch Zusammenfassung aus den obigen Zahlen:

x	$2JR$,	$2J'R$,	$2J''R$
2.0 bis 2.5	2.6	1.5	0.8
0.5 „ 2.0	1.7	0.9	0.3
−1.0 „ 0.5	1.6	0.5	

und daraus:

$$\alpha)\quad \beta - \beta' = \frac{1.1}{i_0} - 4.6\frac{i_1}{2i_0^3} \qquad \beta' - \beta'' = \frac{0.7}{i_0} - 1.6\frac{i_1}{2i_0^3}$$

$$\beta)\quad \beta - \beta' = \frac{0.8}{i_0} - 2.1\frac{i_1}{2i_0^3} \qquad \beta' - \beta'' = \frac{0.6}{i_0} - 0.7\frac{i_1}{2i_0^3}$$

$$\gamma)\quad \beta - \beta' = \frac{1.1}{i_0} - 2.3\frac{i_1}{2i_0^3}.$$

Die linken Seiten dieser Gleichungen stimmen schon für $i_1 = 0$, Konstanz der Helligkeit in der Nähe des Sonnenrandes, gut überein. Doch wird die Uebereinstimmung noch ein wenig verbessert, wenn man $\frac{i_1}{2i_0^2} = 0.07$ setzt. Man er-

hält dann:

$$\alpha) \quad \beta - \beta' = \frac{0.78}{i_0} \quad \beta' - \beta'' = \frac{0.59}{i_0}$$

$$\beta) \quad \beta - \beta' = \frac{0.65}{i_0} \quad \beta' - \beta'' = \frac{0.55}{i_0}$$

$$\gamma) \quad \beta - \beta' = \frac{0.94}{i_0}.$$

Mit dem gefundenen Wert von $\frac{i_1}{2 i_0^2}$ lautet Gleichung (26):

$$\beta = \frac{2RJ}{i_0}[1 - 0.07 . 2RJ].$$

Um i_0 zu bestimmen, hat man sich daran zu erinnern, dass durch Anschluss an die Hayn'schen Messungen (vgl. Figur 2) für $2RJ = 2.0$ der Wert $\beta = 8''.1$ resultierte. Damit folgt $i_0 = 0.21$ und es ergiebt sich als Schlussresultat für die Helligkeit in der Nähe des Sonnenrandes nach Formel (25):

$$i = 0.21 + 0.006 . \sigma$$

oder auf die Zentralhelligkeit der Sonne bezogen:

$$i = 0.17 + 0.005 \sigma.$$

§ 25. Definitive Ableitung des Mondprofils.

Für das folgende habe ich wieder die kleine Variabilität von i vernachlässigt. Um die Form des Mondprofiles sicherer zu erhalten, habe ich nicht nur die 3 Kurven aus Figur No 1 durch die erwähnten Parallelverschiebungen zur Deckung gebracht, sondern ausserdem noch die entsprechenden Kurven von Spektrum No. 14 und 16 gezeichnet und sie in gleicher Weise behandelt. Es ergaben sich die notwendigen Parallelverschiebungen zu 4".5 resp. 5.7. Aus den übereinandergeschobenen Kurven habe ich dann eine Art Mittel genommen, indem ich für das Detail an jeder Stelle diejenige Kurve auswählte, die mir die sicherste zu sein schien. Indem ich von den Abscissen der Mittel-Kurve die Werte der Normallinie abzog, erhielt ich in den Differenzen eine Kurve für $\frac{h}{\cos \varphi}$, aus welcher durch Multiplikation mit $\cos \varphi$ die in Figur No. 3 gezeichnete Profillinie des Mondes hervorging.

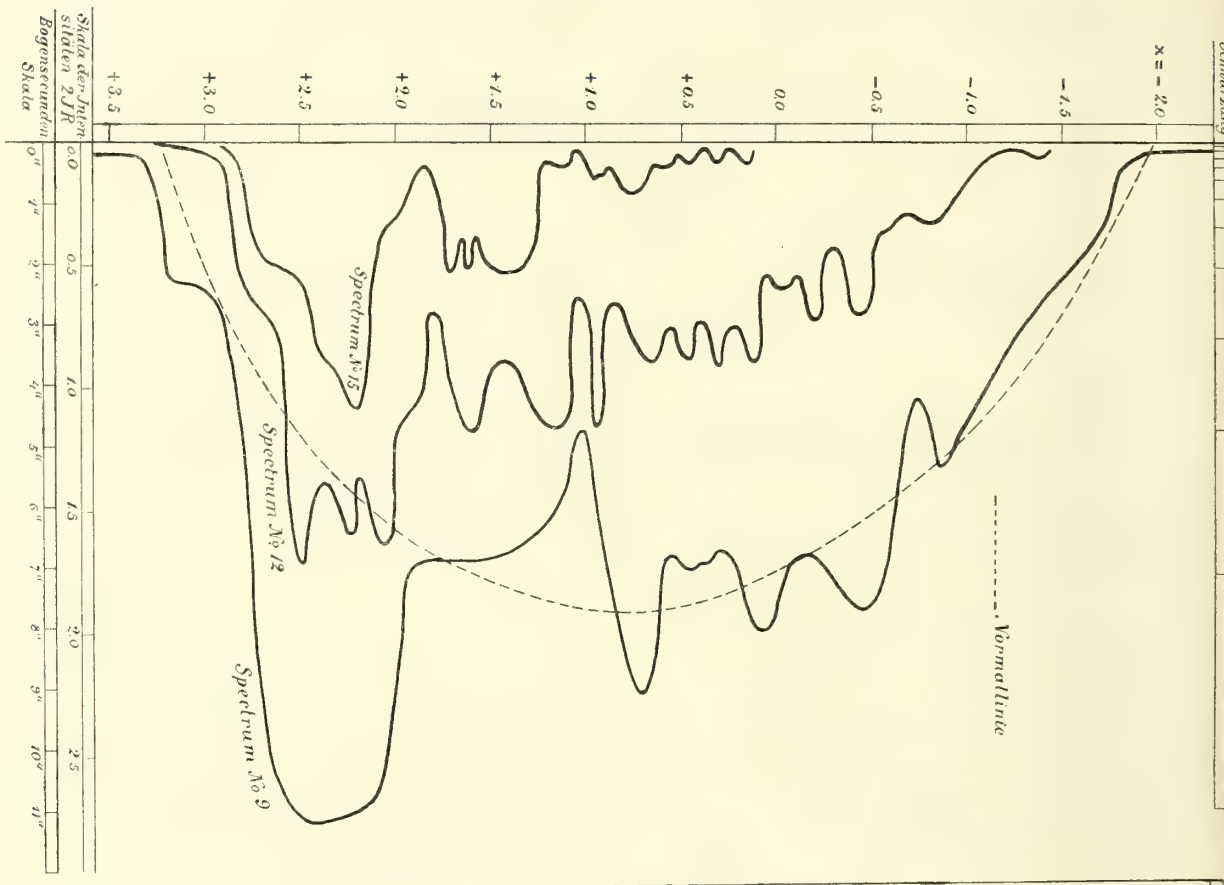

Skala der Schwarzung
Skala der Intensitäten 2JR
Bogensecunden Skala
Spectrum No 15
Spectrum No 12
Spectrum No 9
Normallinie

Fig. 2.

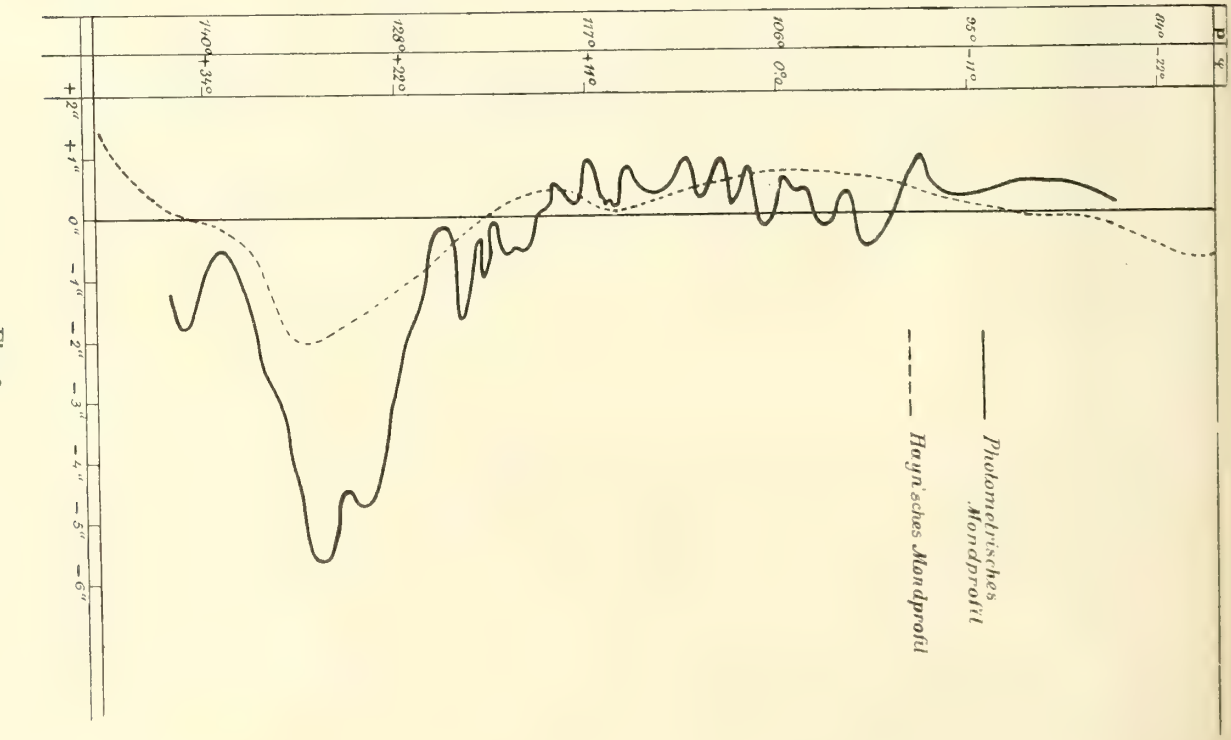

Photometrisches Mondprofil
Hayn'sches Mondprofil

Fig. 3.

VI. Abschnitt. Spektralphotometrie des Sonnenrandes und der Protuberanzen.

§ 26. Die Helligkeit des Sonnenrandes für verschiedene Wellenlängen.

Die Untersuchung, die bisher für die Wellenlänge $\lambda = 455\,\mu\mu$ vorgenommen wurde, liesse sich für jede andre Wellenlänge wiederholen. Doch habe ich mich begnügt, nur einige Stellen der Sichel herauszugreifen und für diese dafür die Untersuchung auf das ganze zugängliche Spektralgebiet auszudehnen.

Zunächst wurden die Vergleichsspektren No. 1 und 3 (No. 2 war zu sehr von falschem Licht gestört) durch das ganze Spektrum hindurch ausgemessen und zwar nicht nur auf der zentralen Linie, sondern auch auf zwei Sehnen nördlich und südlich vom Mittelpunkt. Ich gebe gleich das Mittel aus diesen 3 Werten für jede Wellenlänge. Zwar war bis zur Wellenlänge $560\,\mu\mu$ auf dem orthochromatischen Film starke Schwärzung vorhanden, doch breche ich bei der Wellenlänge $504\,\mu\mu$ ab, weil die „Reduktion auf reines Spektrum“ für die grösseren Wellenlängen wegen des sekundären Maximums der Sensibilitätskurve Schwierigkeiten gehabt hätte. Auch musste der plötzliche Abfall des Vergleichsspektrums im Rot zur Festlegung der Wellenlängen in demselben dienen, da eine andre Orientierung nicht vorhanden war. Ein merklicher Fehler aus dieser Quelle ist für die im folgenden noch berücksichtigten Wellenlängen wegen der starken Zunahme der Dispersion nach Violett zu nicht zu befürchten.

Tabelle XIII. (Schwärzung der Vergleichsspektren No. 1 und 3.)

σ	− 20.0	− 17.5	− 15.0	− 12.5	− 10.0	− 7.5	− 5.0	− 2.5	0	+ 2.5	5.0	7.5
λ	349	357	366	375	386	398	410	424	440	458	480	504
No. 1	63,9	64,9	65,5	65,9	66,2	66,5	67,5	68,0	68,2	68,0	66,8	65,4
No. 3	41	47	50,9	53,0	54,2	56,1	57,4	57,7	57,7	57,8	55,8	51,2

Ich mass nun die Schwärzungen einer Reihe von Stellen des Sonnenrandes, die ich durch ihre x-Koordinaten in Figur 2 bezeichnen kann, auf mehreren Aufnahmen durch. Ich gebe zunächst die Messungen für die Stelle $x = 2{,}40$ auf den Spektren No. 9—12.

Tabelle XIV.

σ	−24.5	−22.0	−19.5	−17.0	−14.5	−12.0	−9.5	−7.0	−4.5	−2.0	+0.5	+3.0	+5.5	+8.0	+10.5	+13.0	β
λ	335	343	351	359	368	377	388	400	413	428	445	464	486	510	539	574	
No. 9	58,3	62,7	65,2	65,6	66,3	67,6	67,7	68,2	68,8	69,0	70,2	69,6	66,6	66,0	68,7	66,5	9″5
10	58,5	62,0	64,3	63,9	65,3	65,4	66,8	67,6	68,7	68,4	69,6	68,7	66,6	64,9	67,0	64,8	7.7
11	58,1	63,2	64,2	64,9	66,7	66,2	67,1	68,6	69,4	70,1	70,0	69,5	67,2	66,0	67,7	66,2	6.4
12	56,7	61,6	64,7	65,1	65,4	66,3	66,4	68,6	68,0	69,9	69,9	69,3	66,7	64,4	66,6	66,4	6.0
Mittel I	57,9	62,4	64,6	64,9	65,9	66,4	67,0	68,3	68,7	69,9	69,9	69,3	66,8	65,3	67,5	66,0	7.4

Unter β finden sich für jede Aufnahme die mit Hülfe des photometrischen Mondprofiles und des betreffenden Wertes von ξ berechneten Sichelbreiten.

Ganz entsprechende Messungen gebe ich ferner noch für einige schmälere Sichelstellen im Wellenlängengebiet 359—464 $\mu\mu$:

Tabelle XIVa).

σ	x	— 17.0	— 14.5	— 12.0	— 9.5	— 7.0	— 4.5	— 2.0	+ 0.5	+ 3.0	β
λ		359	368	377	388	400	413	428	445	464	
No. 14	2,40	63,2	65,6	65,5	66,0	66,4	67,0	67,0	67,3	66,8	4″2
15	2,40	64,6	65,0	65,6	65,7	67,0	67,1	66,0	66,8	66,8	3.6
16	2,40	64,7	66,5	66,4	66,9	68,1	68,2	68,1	67,5	66,3	3.0
15	1,40	62,5	63,8	64,7	64,1	65,0	65,3	65,8	65,5	65,4	2.0
15	0,75	58,5	59,9	60,5	62,2	62,6	63,1	62,8	62,3	62,5	0.8
17	2,40	58,2	58,4	60,3	62,2	61,8	63,2	62,3	62,5	61,2	1.1

Bei der Vergleichung der Tabellen XIII und XIV ist nun zu beachten, dass das Spektrum der schmalen Sichel ein reines ist, während das Vergleichsspektrum nahezu einen vollen Sonnendurchmesser als Spaltweite hat. Der Sonnendurchmesser beträgt 10,5 mm, er überspannt 5 Nachbarwerte der Tabelle XIV. Es liegt also hier die umgekehrte Sachlage vor, wie bei den früheren Koronaspektren, wo das Vergleichsspektrum rein, das zu untersuchende Spektrum unrein war. Im jetzigen Fall ist es am bequemsten, das reine Sichelspektrum so übereinander zu lagern, dass es ebenso unrein wird, wie das Vergleichsspektrum und dann diese beiden unreinen Spektren mit einander zu vergleichen. Die ganze Wirkung der Unreinheit ist sehr klein in dem berücksichtigten Wellenlängengebiet und ein skrupulöses Verfahren nicht am Platze.

Um die Farbenmischung durchzuführen, muss man von Schwärzungen S zu aktinischer Wirksamkeit J übergehn. Aus der Abblendungsdifferenz der Löcher No. 1 und No. 3 von 2^m9 und aus dem durchschnittlichen Unterschied übereinander stehender Schwärzungen in Tabelle XIII ergiebt sich die Formel:

26) $$2{,}5 \log J = \frac{S - 60}{2{,}64}$$

oder:

$$\log J = 0{,}151\ (S - 60)$$

(die Zahl 60 ist zur Bequemlichkeit von S abgezogen). Damit verwandeln sich die unter Mittel I gegebenen Schwärzungen in die Aktinitätszahlen J, welche die folgende Tabelle enthält.

Tabelle XV.

σ	−24.5	−22.0	−19.5	−17.0	−14.5	−12.3	−9.5	−7.0	−4.5	−2.0	+0.5	+3.0	+5.5	+8.0
λ	335	343	351	359	368	377	388	400	413	428	445	464	486	510
J	0,48	2,3	4,9	5,5	7,8	9,1	11,5	17,8	20,0	25,1	30,9	25,1	10,7	6,5
J'		2,6	4,2	5,9	7,5	9,7	12,9	16,6	21,6	24,7	25,4	21,3		
S'		62,8	64,2	65,2	65,8	66,6	67,4	68,8	68,8	69,3	69,4	68.8		
m			1,98	1.98	1,94	1 82	1.63	1.48	1.54	1.55	1.52	1.59		
Corr.			−0.08	−0 06	−0.04	−0.03	−0 03	−0.03	−0.03	−0.03	−0.03	−0 03		
m + Corr.			1.90	1.92	1.90	1.79	1.60	1.45	1.51	1.52	1.49	1.56		
i (I)			0.17	0.17	0.17	0.19	0.23	0.26	0.25	0.25	0.25	0.24		

Aus je 5 Nachbarwerten J wurde nunmehr das Mittel genommen, wobei in Rücksicht auf den Abfall der Sonnenhelligkeit nach dem Rande zu die äussersten Werte nur das Gewicht $^1/_4$ erhielten. So entstanden die Zahlen J', die durch Umkehrung der Formel (26) in Schwärzungen S' zurückverwandelt wurden. Die Schwärzungen S' sind nun mit den Zahlen der Tabelle XIII unmittelbar vergleichbar, sie gelten für ein eben so unreines Spektrum, wie es dort vermessen ist.

Die Abschwächung in Grössenklassen für die Vergleichsspektren No. 1 und No. 3 betrüge, bezogen auf den Sonnendurchmesser und mittlere Helligkeit der der Sonne, wie oben angegeben:

$$7^m_{,}8 \text{ resp. } 11^m_{,}7.$$

Verglichen mit einer Sichelbreite von 7,4 Sekunden ist die Abschwächung im Verhältnis $\frac{1980}{7{,}4}$ d. s. $6^m_{,}1$ geringer, beträgt daher: $1^m_{,}7$ resp. $5^m_{,}6$. Oder wenn wir gleich auf die Zentralhelligkeit der Sonne beziehn, die die mittl. Helligkeit für das hier in Betracht kommende Spektralgebiet im Verhältnis 1,25 übertrifft:

$$2^m_{,}0 \text{ resp. } 5^m_{,}9.$$

Unter der Annahme, dass die Schwärzungen den Grössenklassen für jede einzelne Farbe proportional sind, ergeben sich die Werte m, wenn man die Zahlen S' zwischen die beiden Zahlenreihen der Tabelle XIII interpoliert und von den beiden eben gefundenen Abschwächungsziffern Gebrauch macht. Verwandelt man schliesslich die Grössenklassen m in Intensitäten, so erhält man für jede Farbe direkt die Randhelligkeit bezogen auf die Zentralhelligkeit der Sonne als Einheit.

Die kleine Korrektion wegen der Absorption des U. V. Prismas ist der Tabelle eingefügt. Die Werte i(I) gelten für eine Sichelbreite von 7″,4 Sekunden, entsprechen also im Mittel einer Entfernung vom Rande von 3″,7.

Von den Messungen an den schmäleren Sichelstellen wollen wir die vier ersten und die zwei letzten zu Mitteln zusammenfassen.

σ	— 17.0	— 14.5	— 12.0	— 9.5	— 7.0	— 4.5	— 2.0	+ 0.5	+ 3.0	β
λ	359	368	377	388	400	413	428	445	464	
Mittel II	63,7	65,2	65,5	65,7	66,6	66,9	67,0	66,8	66,3	3″.2
Mittel III	58,4	59,2	60,4	62,2	62,2	63,2	62,2	62,4	61,8	1″.0

Diese Schwärzungen vergleicht man am bequemsten nicht mit dem unreinen Spektrum der Tabelle XIII, sondern direkt mit dem reinen Spektrum der mittleren Sichelbreite 7″.5, dessen Helligkeit uns eben durch die Zahlen i(I) bekannt geworden ist.

Zieht man die Mittel II und III von I ab und verwandelt die entstehenden Zahlen mit Hülfe der aus Tabelle XIII hervorgehenden Proportionalitätsfaktoren in Grössenklassen, so erhält man folgende Werte:

λ	359	368	377	388	400	413	428	445	464	β
II.—I.	0m,30	0,19	0,27	0,43	0,65	0,69	0,88	1,19	1,15	3.2
III.—I.	1m,6	1,8	1,8	1,6	2,2	2,1	2,6	2,9	2,9	1.0

Reduziert man diese Zahlen auf die Sichelbreite 7″.4, indem man mit $\frac{7.4}{3.2}$ resp. $\frac{7.4}{1.0}$ multipliziert oder in Grössenklassen $0^m.91$ resp. $2^m.3$ subtrahiert, und addiert man dann die für die Sichelbreite 7″.4 erhaltenen Grössen m + Corr. der Tabelle XV, so erhält man die nachstehenden Werte m. In Intensitäten verwandelt geben dieselben die Zahlen i, welche die durchschnittliche Helligkeit für die Sichelbreite 3″.2 resp. 1″.0 verglichen mit der Zentralhelligkeit der Sonne angeben.

Tabelle XVI.

λ	359	368	377	388	400	413	428	445	464	β
m (II)	1m.31	1.18	1.15	1.12	1.19	1.29	1.49	1.77	1.80	3″.2
m (III)	1m.3	1.5	1.4	1.6	1.5	1.4	1.9	2.2	2.3	1″.0
i (II)	0.30	0.34	0.35	0.36	0.33	0.30	0.25	0.20	0.19	3″.2
i (III)	0.30	0.25	0.28	0.23	0.25	0.28	0.17	0.13	0.12	1″.0

Die Zahlen *i* (II) und *i* (III) zeigen ein merkwürdiges Verhalten gegenüber der Reihe (I). Während letztere eine Abnahme der Randstrahlung der Sonne mit abnehmender Wellenlänge anzeigt, sowie es den bekannten Ergebnissen für die Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe überhaupt entspricht, findet sich für die letzten Sekunden am Sonnenrande in den Reihen *i* (II) und *i* (III) der umgekehrte Gang ausgesprochen. Wir werden weiter unten auf diesen Punkt zurückkommen.

§ 27. Helligkeit der Protuberanzen.

Da noch gar keine Angaben über die absolute Helligkeit von Protuberanzen vorzuliegen scheinen, habe ich einige Feststellungen in dieser Hinsicht versucht. Für die in der Figur 3 (Tafel I) mit *a*, *b*, *b'*, *c* bezeichneten Stellen der grossen Protuberanzengruppe am Ostrand der Sonne habe ich auf Spektrum No. 16 — so gut es ging bei kleinen Gebilden, die den Photometerfleck nicht ganz ausfüllen — in den Wasserstoff- und Kalciumlinien folgende Schwärzungen gemessen

Protub.	H_β	H_γ	H_δ	H_ζ	H	K
b	61.4	62.9	59.0	54.6	60.1	61.0
a	60.1	60.1	56.3		64.2	63.4
c	53.5	57.0	52.9		56.8	57.9
b'	51.8	54.6			58.2	58.8
Mittel I	66.9	69.5	68.7	67.0	67.9	67.5
λ	485	435	412	388	396	393

Unter den gemessenen Zahlen ist die Wellenlänge der betreffenden Linie und die Schwärzung des Photosphärenspektrums für diese Wellenlänge angegeben und zwar sind diese Zahlen dem Spektrum der 7″.4 breiten Sichel entnommen, welches oben unter Mittel I ausgewertet ist. Indem die gemessenen Schwärzungen von Mittel I abgezogen und die Differenzen mit Hülfe der aus Tabelle XIII abgeleiteten Proportionalitätsfaktoren in Grössenklassen verwandelt wurden, ergaben sich folgende Helligkeiten der Protuberanzen in Grössenklassen:

Tabelle XVII.

Protub.	H_β	H_γ	H_δ	H_ζ	H	K	H_β	H_γ	H_δ	H_ζ	H	K
b	1^m.8	2.6	3.7	4.1	2.9	2.3	0^m.8	0.0	— 1.1	— 1.5	— 0.3	— 0.6
a	2.3	3.7	4.8		1.4	1.5	1.4	0.0	— 1.1		+ 2.3	+ 2.4
c	4.5	4.8	6.1		4.1	3.4	0.3	0.0	— 1.3		+ 0.7	+ 1.4
b'	5.0	5.8			3.6	3.1	0.8	0.0			+ 2.2	+ 2.7

Der zweite Teil der Tabelle giebt die Helligkeiten bezogen auf die $H\gamma$-Linie

und zeigt, was auch schon der direkte Anblick der Aufnahmen lehrt, dass die relative Helligkeit der Wasserstofflinien in kräftigen und schwachen Protuberanzen annähernd die gleiche ist, dass dasselbe für die Kalciumlinien untereinander gilt, dass hingegen das Kalcium gänzlich unabhängig von Wasserstoff verteilt ist.

Wir haben noch nach der absoluten Bedeutung dieser Helligkeiten zu fragen. Die Helligkeit einer Protuberanz ist proportional dem Produkt aus der Breite b und der Intensität h ihres Strahlungsbezirkes, wenn wir zur Vereinfachung annehmen, dass sie über einen bestimmten kleinen Wellenbezirk hinweg mit gleichförmiger Intensität strahlt. b werde in Angström-Einheiten, h an der Helligkeit des schwarzen Körpers von 6000^0 (von Frauenhofer'schen Linien befreites Sonnenspektrum) gemessen. Man überlege, welche Strahlung auf $1''$ Längserstreckung unsrer Spektren kommt. Bei der Protuberanz handelt es sich um nahezu homogene Strahlung eines breiten Objekts, bei der Sonne um die inhomogene der schmalen Sichel β. Die Strahlung der Protuberanz wird proportional zu $h\,b$. Ist die Anzahl Angström-Einheiten auf $1''$ an der betreffenden Stelle des Spektrums α, so wird die Strahlung der Sonne in demselben Maße gemessen $\alpha.\beta''$. Das Helligkeitsverhältnis H, so wie es den Zahlen der obigen Tabelle entspricht, wird daher:

$$H = \frac{h.b}{\alpha.\beta}.$$

Es folgt also aus unsern Messungen für jede Protuberanz die Angabe:

$$h.b = H.\alpha.\beta.$$

Für α hat man auf Grund der im folgenden Paragraphen bestimmten Dispersionskurve die kleine Tabelle:

λ	510	472	441	416	395	377
α	0.580	0.457	0.369	0.304	0.255	0.218

Hiermit ergaben sich nach Verwandlung der Grössenklassen in Intensitäten und unter Benutzung des Wertes $7''.4$ für die Breite β der Sonnensichel, folgende Helligkeiten der Protuberanzen:

Tabelle XVIII.

Prot.	H_β	H_γ	H_δ	H_ζ	H	K
b	0.70	0.24	0.073	0.040	0.106	0.22
a	0.44	0.087	0.026		0.54	0.46
c	0.059	0.031	0.008		0.044	0 081
b'	0.037	0.012			0.070	0.11

Diese Zahlen werden am anschaulichsten, wenn man sie als „äquivalente Linienbreiten“ auffasst, wenn man nämlich $h = 1$ setzt, also annimt, dass die Protuberanz in den Wellenlängen, die sie überhaupt aussendet, strahlt wie die Photosphäre, wie ein schwarzer Körper der Temperatur 6000°. Sie geben dann die Breite der betreffenden Linie in A. E., welche genügt, um die beobachtete Helligkeit zu erzeugen. Kennt man die wirkliche Breite b der Protuberanzenlinie, so giebt $\frac{h'}{b}$ gleich die wirkliche Helligkeit. Da die Breite der Protuberanzenlinien 1—2 A. E. nicht überschreiten dürfte, so sieht man, dass die Helligkeit heller Protuberanzen in dem Gebiete, in welchem sie überhaupt strahlen, von derselben Grössenordnung ist, wie diejenige der Sonne.

Für das Helligkeitsverhältnis der Wasserstofflinien zur H_β-Linie folgt:

Tabelle XIX.

Prot.	H_β	H_γ	H_δ	H_ζ
b	1	0.34	0.10	0.06
a	1	0.20	0.06	
c	1	0.53	0.14	
b'	1	0.32		
Mittel	1	0.35	0.10	0.06

VIII. Abschnitt. Das Chromosphärenspektrum.

§ 28.

Die Wellenlängen der hellen Linien des Chromosphärenspektrums wurden auf Film No. 17 an der Stelle $\varphi = +17^0$ von $\lambda = 4600$ bis $\lambda = 3780$ A. E. vermessen. Ueber dieses Gebiet hin war auf dieser Aufnahme der Focus vortrefflich. Spektrum No. 3 auf Platte Z_c lieferte die Ergänzung nach dem Ultraviolett zu (von $\lambda = 3780$ A. E. bis $\lambda = 3330$ A. E.), wo es besonders scharfe Bilder gab. Die Messungsergebnisse n (in Millimetern) wurden für beide Spektren zunächst nach den — aus einigen hellen Linien abgeleiteten — Hartmann'schen Formeln

$$\lambda = 1677.28 + \frac{108032.4}{n - 8.893} \text{ resp. } \lambda = 1677.68 + \frac{108032{,}4}{n + 52.600}$$

in Wellenlängen (in A. E.) verwandelt.

Die so erhaltenen vorläufigen Wellenlängen wurden mit dem ausführlichen Verzeichnis der Chromosphärenlinien von Herrn Dyson (Transactions of the London Royal Society 1906) verglichen und auf Grund der sicher identifizierten Linien wurde graphisch folgende Korrektionstabelle (in Hundertstel A. E.) für die vorläufigen Wellenlängen abgeleitet.

λ	460	455	450	445	440	435	430	425	420	415	410	405	400	395	390
Correction:	+3	0	−4	−8	−12	−16	−19	−21	−22	−18	−9	+12	+40	+72	+102

λ	385	380	375	370	365	360	355	350	345	340	335	330
Correction:	+94	+58	+10	−42	−96	−150	−208	−283	−370	−464	−562	−664

Die durch Anbringung dieser Korrektionen erhaltenen definitiven Wellenlängen werden im letzten Abschnitt mitgeteilt.

Besonderer Wert wurde auf die Ableitung der Höhe der einzelnen Chromosphärengase aus der Länge der Sicheln, die sie zeigten, gelegt. Die Rechenvorschrift ist folgende: Behält man ganz die Bezeichnungen der Figur 1 bei, so ergiebt sich für die Endpunkte der Sichel bei einem äusseren Begrenzungsradius $R + \delta R$ die Gleichung:

$$(R + \delta R)^2 = [(r + h)\sin\varphi - c\sin\chi]^2 + [(r + h)\cos\varphi - c\cos\chi - d]^2$$

oder durch Reihenentwicklung für unsere Zwecke genügend genau:

$$\delta R = \varrho[1 - \cos(\chi - \varphi)] - d\cos\varphi - \xi\cos(\chi - \varphi) + \frac{[\varrho\sin(\varphi - \chi) + d\sin\varphi]^2}{2r} + h.$$

Sind die Konstanten der Aufnahme r, ϱ, d, χ, ξ und das Mondprofil h bekannt, so ergiebt sich nach dieser Formel durch Beobachtung des Positionswinkels φ des einzelnen Sichelendes der Wert von δR.

Für Spektrum No. 17 fand sich $\xi = -9''.2$. Mit diesem Wert von ξ und den früheren numerischen Daten für die übrigen Grössen wurde δR für jeden Wert von φ bestimmt unter Benutzung des photometrisch erhaltenen Mondprofiles h und — über dessen Grenzen hinaus — des Hayn'schen Mondprofils. Ich trug δR als Funktion von $x = r\sin\varphi$ auf und konnte dann aus der Endkoordinate der Sichel x sofort die Höhe des betreffenden Gases δR der Kurve entnehmen. Benutzt wurden die nördlichen Sichelenden, weil auf der Südseite das Mondprofil zu steil absinkt. Die Resultate werden gleichfalls im letzten Abschnitt mitgeteilt.

IX. Abschnitt. Zusammenfassung und Diskussion der Resultate.

§ 29.

Es ist im I. Abschnitt dieses Berichtes erzählt worden, dass die Sonnenfinsternisexpedition ursprünglich nur mit der Absicht der Orientierung unternommen wurde und dass erst im letzten Moment sich die Möglichkeit selbständigerer Beobachtungstätigkeit eröffnete. Von den photometrischen Untersuchungen, die schliesslich die Hauptaufgabe der Bearbeitung bildeten, war vor der Finsternis nur der Gedanke vorhanden, man müsse den Aufnahmen irgend welche durch die Sonne selbst erzeugte photometrische Vergleichsskalen mitgeben. Es ist nicht verwunderlich, wenn sich die Folgen einer so geringen Vorbereitung in den Resultaten zeigen. Die Hauptstörung bildete Unregelmässigkeit des Momentverschlusses, dazu kam ungünstige Anordnung der Vergleichsskalen. Ich möchte daher den Leser bitten, diesen Bericht trotz seines Umfangs mehr als ein Programm für die bei Sonnenfinsternissen möglichen photometrischen Arbeiten und weniger als Ausführung derselben anzusehn.

Wenn ich mich trotzdem entschlossen habe, alle Messungen an den Platten bis zum numerischen Endresultat durchzuführen, auch da, wo sich der mögliche Fehler innerhalb weiter und schwer angebbarer Grenzen befindet, so liegt das an zwei Gründen. Erstens ist zur Zeit noch kein Ueberfluss an — auch nur halbwegs zuverlässigen — numerischen Angaben über die Helligkeiten der Sonnenfinsternisphänomene vorhanden und zweitens wird man durch die genaue Reduktion am ehesten alle künftighin zu beachtenden Fehlerquellen erkennen müssen.

Die Durchführbarkeit der grossen Zahl photometrischer Messungen auf den verhältnismässig kleinen Aufnahmen beruhte auf der Benutzung des mit einem Koordinatenmessapparat verbundenen Hartmann'schen Mikrophotometers. Diese Einrichtung gestattet erst der photographischen Platte zugleich mit den Ortsangaben auch alle die in ihr enthaltenen Helligkeitsangaben zu entlocken und damit das dokumentarische Material, das die Platte aufbewahrt, ganz zu erschöpfen.

§ 30. Die photographische Helligkeit der Korona.

Die direkten Aufnahmen der Korona mit dem Petzvalobjektiv trugen z. T. eine photometrische Vergleichsskala. Dieselbe war, wie hier wiederholt sei, dadurch erzeugt, dass die freie Sonne 15^s durch einen „Keil" hindurch einen

Streifen der Platte beschienen hatte. Der Keil bestand aus einer photographischen Platte von verlaufender Schwärzung überdeckt mit einem Rauchglas.

Dieses Verfahren scheint mir den Vorzug zu verdienen vor der von den Engländern meist verwandten Methode der Abney-squares, d. i. Erzeugung einer Skala verschieden geschwärzter Quadrate mit einer Normallampe im Laboratorium. Denn man vergleicht unmittelbar mit dem Objekt, auf das man doch bei jeder Auslegung der Resultate beziehen muss, mit der Sonne selbt, und man wird frei von Veränderlichkeit der Atmosphäre und zeitlicher Veränderung der Plattenempfindlichkeit, indem man die Exposition des Keiles unmittelbar vor oder nach der Finsternis vornimmt. Auch der nötige Apparat ist einfacher.

Die Aichung des Keils erfolgt, indem man die Sonne auf irgend eine andre Weise in bekanntem Verhältnis ohne Farbenänderung abblendet und hierdurch dieselbe Schwärzung erzeugt, wie sie eine bestimmte Keilstelle liefert. Färbung des Keils (verschiedene Absorptionskonstante für verschiedene Wellenlänge) ist unschädlich, solange man zur Aichung und zur Aufnahme Platten von der gleichen Sensibilisierungskurve benutzt.

Eine ohne Farbenänderung abgeblendete Sonne stellt der Mond dar. Auch liess sich eine genügend starke Abblendung erreichen, indem mit einem Objektiv sehr reduzierter Oeffnung ein Sonnenbild entworfen und dies noch mit Hülfe eines Mikroskopobjektivs vergrössert wurde. Die Keilaichung wurde sowohl mit Hülfe des Mondes, als mittelst dieser Abblendungsart durchgeführt. Die beiden Aichungen stimmten überein, wenn man die Vollmondhelligkeit zu $14^{m}3$ verglichen mit der Sonne ansetzt. Müller (Photometrie pag. 315) giebt für die Vollmondhelligkeit die Zahl $14^{m}4$, das bedeutet also eine gute wechselseitige Bestätigung der Keilaichungen.

Da der Keil im ganzen leider zu undurchsichtig gewählt worden war, konnten nur die äussersten Koronapartien und das diffuse Himmelslicht durch Vergleichung mit dem Keil photometrisch festgelegt werden. Unter Berücksichtigung der Oeffnungen und Absorptionen in den verwandten Instrumenten ergaben sich folgende Helligkeiten, bezogen auf die durchschnittliche Flächenhelligkeit der Sonne als Einheit:

a) Diffuses Himmelslicht in der Mitte der Mondscheibe $0.43 \cdot 10^{-8}$ oder $20^{m}9$
und in 100′ Entfernung von der Mitte $0.29 \cdot 10^{-8}$ oder $21^{m}4$.

Ich habe angenommen, dass das diffuse Licht der Entfernung von der Mitte proportional von dem grösseren auf den kleineren Betrag absinkt. b) Für das Eigenlicht der Korona ergaben sich nach Abzug des diffusen Lichtes folgende Werte (die vermessenen Richtungen sind in Figur 2 der Tafel I hezeichnet). Die Einheit ist 10^{-8} Sonnenhelligkeit.

Entfernung vom Zentrum	30′	35′	40′	45′	50′
Ausläufer *a*	1.66	0.83	0.47	0.26	0.14
Lücke zwischen *a* und *b*	1.54	0.75	0.39	0.20	0 09
Richtung *d*			0.41	0.22	0.12
Mittel	1.60	0.79	0.42	0.23	0.12
In Grössenklassen	$19^{m}5$	$20^{m}3$	$20^{m}9$	$21^{m}6$	$22^{m}3$

Man erkennt, dass der Ausläufer sich nur verhältnismässig wenig über die durchschnittliche Helligkeit der Korona in derselben Entfernung vom Mittelpunkt erhebt.

§ 31.

Angaben über die Helligkeit der inneren Korona liessen sich aus den Spektralaufnahmen mit der Prismenkamera ableiten. Da die Koroma innerhalb des photographisch wirksamen Spektralgebiets sehr nahe dieselbe Intensitätsverteilung hat wiedie Sonne, so ist es gleichgültig, ob man die photographische Wirkung des gesamten Koronalichtes mit der des gesamten Sonnenlichtes vergleicht oder ob man aus beiden Spektren dasselbe Gebiet und zwar am besten das photographisch wirksamste Gebiet ausblendet. Die dunkelste Stelle der Spektralbilder lag bei der Wellenlänge 441 $\mu\mu$ und in dieser Wellenlänge wurde gemessen.

Während aus der einfachen spektralen Zerlegung des Koronalichtes also keine Schwierigkeit entspringt, ist ein andrer Umstand beschwerlicher. Die von der Prismenkamera gelieferten Spektren sind keine reinen Spektren, sondern eine Uebereinanderlegung von Spektren eines ganzen senkrecht zur Prismenkante gerichteten Schnittes durch die Korona. Wie man diese Superposition wieder entwirrt, soll weiter unten angedeutet werden. (Näheres siehe oben §§ 10. 15. 19) Ich will mir dieselbe für den Augenblick schon ausgeführt denken und nur die weitere Behandlung besprechen.

Die Platte Z_b trug drei Aufnahmen der Korona mit der Prismenkamera von 1^{s}, 15^{s} und 40^{s} Exposition. Indem angenommen wurde, dass die Wirkung mit der 0.9 ten Potenz der Zeit steigt, liessen sich aus diesen drei Aufnahmen die relativen Intensitäten der inneren Korona ableiten. Der Uebergang auf absolute Werte gelang mit Hülfe des auf der Platte befindlichen photometrischen Keils, der allerdings infolge seiner zu geringen Schwärzung nur an die mittleren Teile der Korona auf der 1^{s} Exposition heran reichte. Die Kombination der relativen und absoluten Werte ergab folgendes.

Abstand vom Zentrum:	16′5	18.1	19.6	21.2	22.8	24.4	26.0
Helligkeit:	$14^{m}3$	15.3	16.3	16.7	17.4	18.0	18.6.

Auf der andern Seite ergab sich aus den Spektren auf Platte Z_c durch Vergleichung mit dem auf ihr befindlichen Keil für die Helligkeit im Abstand 16′5

der Wert $15^m.5$ statt des obigen Wertes $14^m.3$. In letzteren Wert geht die Unsicherheit des Momentverschlusses ein, in ersteren eine Ungenauigkeit der 1^s Exposition, in beide eine Verschiedenheit der Sensibilisierungskurve der zur Keilaichung und zur Aufnahme verwandten Platten. Ich habe das Mittel aus beiden Werten genommen und entsprechend alle Zahlen der obigen Tabelle um $0^m.6$ vermehrt.

§ 32.

Im Ganzen ergaben sich damit die folgenden Koronahelligkeiten:

Abstand vom Zentrum r	16.5	18.1	19.6	21.2	22.8	24.4	26.0	30	35	40	45	50
Beobachtete Helligkeit	$14^m.9$	15.9	16.9	17.3	18.0	18.6	19.2	19.5	20.3	20.9	21.6	22.3
Helligkeit nach Turner	$15^m.5$	16.1	16.6	17.1	17.6	18.0	18.5	19.4	20.4	21.3	22.1	22.7
Differenz	$+0^m.6$	+0.2	−0.3	−0.2	−0.4	−0.6	−0.7	−0.1	+0.1	+0.4	+0.5	+0.4

Herr Turner hat aus Aufnahmen vom Jahre 1893 und vom Jahre 1898 gefunden (Monthly Notices Vol. 61), dass die Helligkeit der Korona sich durch das Gesetz:

$$i = i_0 \left(\frac{R}{r}\right)^6$$

R Sonnenradius
r Abstand vom Sonnenmittelpunkt
i_0 Randhelligkeit der Korona

oder in Grössenklassen ausgedrückt:

$$m = m_0 + 15 \log \frac{r}{R}$$

darstellen liesse. Mit $i_0 = 6{,}4 . 10^{-7}$ oder $m_0 = 15^m.5$ ergaben sich nach dieser Formel die oben angegebenen „Helligkeiten nach Turner", welche mit den beobachteten Werten so gut übereinstimmen, als die Ungleichförmigkeit der Korona und die Unsicherheit unsrer Zahlen erwarten lassen konnte.

Die Gesamthelligkeit der Korona, verglichen mit der Sonne, ergiebt sich nach der Turner'schen Formel zu $\frac{i_0}{2}$. Sie beträgt also:

$3{,}2 . 10^{-7}$ oder $16^m.3$ verglichen mit der Sonne
0,17 oder $1^m.9$ verglichen mit dem Monde.

Es sei für das Folgende gleich noch hinzugefügt, dass das diffuse Licht der oben bestimmten Helligkeit $0{,}3 . 10^{-8}$ über einen Kreis am Himmel von 5^0 Durchmesser gerechnet die Gesamthelligkeit $2{,}5 . 10^{-7}$ verglichen mit der Sonne oder 0,13 verglichen mit dem Monde hat.

Ich stelle dieses Resultat mit den mir bekannten neueren Helligkeitsmessungen der Korona zusammen (Einheit die Vollmondhelligkeit).

	Eigentliche Korona	Diffuses Licht eines Kreises von 5° Durchmesser	Summe
Turner (photographisch) 1893	0.6	0.5	1.1
„ „ 1898	1.1	1.3	2.4
Schwarzschild („) 1905	0.17	0.13	0.3
Fabry [1]) (optisch) 1905	0.55	0.20	0,75
Knopf [2]) (optisch) 1905	—	—	0,85

Die Zahlen machen den Eindruck, dass die Korona in der Jahren 1893 und 1905 des Sonnenfleckenmaximums schwächer war, als in dem Minimumjahre 1898.

Aus der Stärke der diffusen Beleuchtung des Himmels ist zu schliessen, dass dieselbe hauptsächlich von der Erleuchtung der Luft durch direkte Sonnenstrahlung an den Grenzen des Totalitätskreises und nur zu einem ganz geringen Bruchteil von Diffusion des Koronalichtes herrührt. Denn das diffuse Himmelslicht aus einem Kreis von 5° Durchmesser um die Sonne macht unter gewöhnlichen Umständen bei durchsichtiger Luft weniger als $^1/_{10}$ der direkten Sonnenstrahlung aus [3]). Da die Annahme einer besonderen Trübung der Atmosphäre während der Finsternis durch den Augenschein widerlegt wird, so darf man also auch nur weniger, als ein Zehntel der obigen Zahlen für das diffuse Himmelslicht, auf Rechnung der Korona setzen.

§ 33. Spektralphotometrie der Korona.

Der prinzipiell einfachste Weg, das Spektrum der Korona zu photometrieren, die „Farbe" der Korona zu bestimmen, bestände darin, mit einem Spaltspektrographen das Koronaspektrum aufzunehmen und mit demselben Apparat auf der-

1) Fabry giebt (Comptes rendus 151, pag. 870) die Helligkeitssumme 0,75, ferner macht er ebenda pag. 941 die Angabe, dass die Helligkeit der Korona 5′ vom Sonnenrand gleich 0,28 der mittleren Flächenhelligkeit des Vollmondes gewesen sei. Daraus ist mittelst des Turner'schen Gesetzes die obige Zahl 0.55 für die eigentliche Korona gerechnet.

2) Vierteljahrsschrift der Astron. Gesellschaft 1906 pag. 158. Nach freundlicher Mitteilung von Herrn Prof. Knopf enthält diese Zahl das diffuse Licht eines Kreises von mehr als 5° Durchmesser.

3) Vgl. K. Schwarzschild und W. Villiger. Astroph. Journal. Vol XXIII, pag. 303.

selben Platte durch eine hinreichend starke Abblendungsvorrichtung hindurch das Sonnenspektrum zu photographieren.

Aufnahmen mit der Prismenkamera geben nun keine reinen Spektren, sondern die Spektren eines ganzen Schnittes durch die Korona übereinandergelagert. Immerhin überwiegt die innere Korona so sehr an Helligkeit, dass sie den Hauptbeitrag liefert und dass namentlich auf den zur Prismenkante senkrechten Tangenten an die Sonnenscheibe ein verhältnismässig reines Spektrum entsteht, bei welchem die Wirkung der Mischung genügend abgeschätzt werden kann.

Bei unsern Aufnahmen ist das Prinzip ausser durch die Verwendung der Prismenkamera noch weiter dadurch kompliziert, dass die Platten nicht ein Vergleichsspektrum der Sonne, sondern nur einen photometrischen Keil tragen. Das Vergleichsspektrum wurde erst nachträglich in Göttingen auf einer andern Platte erzeugt, auf welche derselbe photometrische Keil aufkopiert wurde. Wenn die Finsternisplatte und die Hülfsplatte genau dieselbe Sensibilitätskurve haben, so ist natürlich im Effekt das letztere Verfahren genau so gut, wie die direkte Aufkopierung des Vergleichsspektrums. Es war möglichst für gleiche Farbenempfindlichkeit gesorgt, indem beide Male nicht orthochromatische Schleussner-Platten verwandt wurden. Allerdings wurde auch die Gleichheit der Farbenempfindlichkeit sehr in Anspruch genommen, da zu dem Keil unvorsichtiger Weise ein braunes Glas verwandt worden war, das fast nur die langen Wellenlängen durchliess. Im ganzen war also in unserem Falle folgender Uebergang auszuführen: Abgeschwächtes Sonnenspektrum auf der Hülfsplatte — Keil auf der Hülfsplatte — Keil auf der Finsternisplatte — Koronaspektrum auf letzterer Platte. Es sei noch erwähnt, dass die abgeschwächten Sonnenspektren mit Hülfe eines kleinen Kollimators erzeugt wurden, der in seiner Fokalebene einen keilförmigen Spalt trug und vor die Prismenkamera gesetzt werden konnte.

Das Resultat waren die unten angegebenen Helligkeiten des unreinen Koronaspektrums verglichen mit dem Sonnenspektrum. Da es sich hier nicht mehr um absolute Helligkeiten der Korona handelt, habe ich das Sonnenspektrum als so weit abgeblendet angenommen, dass Sonnen- und Koronaspektrum in der Wellenlänge maximaler photographischer Wirksamkeit (etwa 440 $\mu\mu$) gleich hell sind.

Für die Reduktion auf reines Spektrum kommt folgendes in Betracht. An jeder Stelle der photographischen Platte superponieren sich bei den Aufnahmen mit der Prismenkamera die Wirkungen verschiedener Stellen der Korona und zwar superponieren sie sich mit verschiedenen Wellenlängen. Kurzwelliges Licht der östlichen Koronateile z. B. trifft mit langwelligem der westlichen auf einer Plattenstelle zusammen. Die Gesamtwirkung hängt daher nicht nur von der Helligkeitsverteilung in der Korona, sondern auch von der verschiedenen

aktinischen Kraft der sich überlagernden Wellenlängen ab. Für die Helligkeitsverteilung in der Korona habe ich das Turner'sche Gesetz angenommen. Die aktinische Kraft der verschiedenen Wellenlängen konnte aus den Sonnenspektren auf der Hülfsplatte abgeleitet werden. So war die Wirkung der Mischung der Spektren berechenbar, sobald die spektrale Intensitätsverteilung, die Farbe der Korona, bekannt war. Für diese habe ich in erster Näherung die Farbe der Sonne angesetzt, was sich nachträglich als ein völlig ausreichendes Verfahren erwies. Ich habe also tatsächlich berechnet, wie sich die Wirkung des Sonnenspektrums ändert, wenn man von einer punktförmigen Lichtquelle zu einer Lichtquelle übergeht, in welcher die Helligkeitsverteilung eines Schnittes durch die Korona herrscht. Auf diese Weise sind die unten angegebenen Reduktionen auf reines Spektrum gefunden. Im Wellenlängengebiet 350 $\mu\mu$ bis 460 $\mu\mu$ sind dieselben so klein, dass sie von irgend welchen Unsicherheiten der Ableitung nicht merklich beeinflusst werden. Auf ganz entsprechende Art wurden auch die oben erwähnten Angaben über die absolute Helligkeit der Korona aus den spektralen Helligkeiten gewonnen.

Wellenlänge:	344 $\mu\mu$	356	370	387	408	431	459	494
Unreines Spektrum:	($-$ 0^{m}9)	0.0	+ 0.2	$-$ 0.15	+ 0.1	0.0	$-$ 0.25	$-$ 0.6
Reduktion:	(+ 0^{m}4)	+ 0.4	+ 0 3	+ 0.2	+ 0.05	0 0	+ 0.15	+ 0.55
Reines Spektrum:	($-$ 0^{m}5)	+ 0.4	+ 0.5	+ 0.05	+ 0.15	0.0	$-$ 0.10	$-$ 0.05.

Die Addition der Reduktionsgrössen zu den Werten für das unreine Spektrum giebt die in der letzten Zeile der vorstehenden Tabelle enthaltene Vergleichung zwischen Korona- und Sonnenspektrum. Das Resultat kann man so aussprechen:

Im Wellenlängengebiet 350—500 $\mu\mu$ stimmt die Intensitätsverteilung im Koronaspektrum mit der im Sonnenspektrum nahe überein. Betrachtet man die Unterschiede näher und sieht man ab von der ersten wegen geringer Schwärzung dieser Wellenlängen unsicheren Zahl, so erscheint die Korona im Ultraviolett schwächer als die Sonne, das Intensitätsmaximum in der Korona gegen das der Sonne noch längeren Wellenlängen zu verlegt.

Das erstere allgemeinere Resultat ist offenbar und stimmt mit der Angabe der Herren Knopf und Fabry, dass bei ihren photometrischen Vergleichungen die Korona sehr genau die Farbe des Mondes d. i. der Sonne gehabt habe. Die Realität des zweiten feineren Ergebnisses möchte ich als in sich noch nicht fest begründet ansehn. Die Hauptunsicherheit entspringt dem schon erwähnten Uebelstand, dass der Keil braun gefärbt war. Die Ergebnisse würden daher von einer nur etwas verschiedenen Empfindlichkeit der beiden verwandten Platten im Rot, verglichen mit ihrer Blauempfindlichkeit, stark betroffen werden.

§ 34. Zur Theorie der Sonnenkorona.

Unter den theoretischen Anschauungen, mit denen man diese Resultate vergleichen kann, steht als eines Extrem die Annahme, dass man es in der innern Korona wesentlich mit selbstleuchtenden Teilchen zu tun hat, die sich im Strahlungsgleichgewicht befinden. Nach den Rechnungen von Arrhenius (Astrophys. J. Bd. XX, pag. 224) erhält man für ein Teilchen 0'.7 über der Photosphäre eine Temperatur von 4620° und die unten angegebenen Abweichungen von der Strahlung der Sonne (des schwarzen Körpers von 6000°), welche sich mit den Messungsergebnissen genau decken.

	344 $\mu\mu$	356	370	387	408	431	459	494
Beobachtung:	(— 0^{m}5)	+ 0.4	+ 0.5	+ 0.05	+ 0.15	0.0	— 0.10	— 0.05
$T = 4620°$:	+ 0.4	+ 0.4	+ 0.3	+ 0.2	+ 0.1	0.0	— 0.2	— 0.3
Rayleigh's Blau:	— 1^{m}0	— 0.9	— 0.7	— 0.5	— 0.3	— 0.1	+ 0.2	+ 0.5.

Das andre Extrem bildet die Annahme, dass die Korona nur im reflektierten Licht leuchtet und aus sehr kleinen Teilchen besteht, welche nach Rayleigh proportional zu λ^{-4} reflektieren und infolge dessen ein mit dem Blau unseres Himmels sehr nahe übereinstimmende Farbe geben. Mit dieser Aufnahme sind unsre Zahlen nicht verträglich. Sie widerspricht dem Augenschein und den erwähnten Beobachtungen der Herren Fabry und Knopf. Sie wird ferner widerlegt durch die Aufnahmen mit Gelbscheibe, wie sie Dr. Emden ausgeführt hat. Dieselben zeigen, dass die Gelbscheibe das diffuse Himmelslicht viel stärker herabsetzt, als die Koronastrahlung, dass die Korona viel gelber ist, als das Himmelslicht. Natürlich — könnte man hier einwerfen — denn das von der Luft diffundierte Licht ist immer blauer als das Licht der Lichtquelle; ist die Korona blau, so muss der Himmel während der Totalität eben noch tiefer blau gefärbt sein. Nach den oben mitgeteilten Messungen stammt aber die allgemeine Erleuchtung des Himmels während der Finsternis nur zum geringsten Teil von der Korona selbst, sie kommt im wesentlichen von der direkten Erleuchtung der Erdatmosphäre ausserhalb des Totalitätskreises und muss daher das gewöhnliche Himmelsblau zeigen, sodass unser Schluss nicht beeinträchtigt wird.

Es stimmt daher alles dahin zusammen, dass die Korona nicht das Rayleigh'sche Blau zeigt.

Wir wollen überlegen, wie man unter diesen Umständen mit dem gesamten optischen Verhalten der Korona zu recht kommt. Man erklärt das eben erhaltene photometrische Resultat und die Tatsache, dass im Koronaspektrum Fraunhofer'sche Linien nicht auftreten, am natürlichsten, indem man annimmt, dass die Korona aus durch die Sonnenstrahlung erhitzten selbstleuchtenden Teilchen besteht, so wie Arrhenius (l. c.) ausgeführt hat. Es herrscht dann, wie erwähnt, völlige Uebereinstimmung mit den photometrischen Ergebnissen, der Uebelstand ist aber, dass die Polarisation des Koronalichtes ganz unerklärt bleibt.

Herr Salet giebt an (Comptes rendus 141, pag. 528), dass die Korona bis zum Mondrand polarisiert gewesen sei und dass das Maximum der Polarisation

in 5′ bis 6′ Abstand von der Sonne gelegen habe. Herr Newall findet (Monthly Notices 1906, pag. 475) ebenfalls starke Polarisation der Korona bis zum Mondrand. Wenn man bedenkt, dass 5′ über der Sonnenfläche die Sonne einen Gesichtswinkel von 140° Oeffnung erfüllt, so sieht man, dass die Polarisation des einzelnen Lichtstrahles am einzelnen Teilchen sehr energisch sein muss, damit bei so diffuser Beleuchtung und bei der Mischung des Lichtes aller auf der Visierlinie liegenden Koronateilchen noch eine auffällige Polarisation übrig bleibt[1]). Es scheint demnach im Gegensatz zu der obigen Auffassung der grössere Teil der Strahlung der Korona aus reflektiertem Licht bestehen zu müssen.

Stellen wir uns daher einmal auf den entgegengesetzten Standpunkt und betrachten die Koronastrahlung nur als reflektiertes Licht, so muss die Korona entweder aus grösseren Teilchen bestehn, oder, wenn sie aus Teilchen besteht, die klein gegen die Wellenlänge des Lichtes sind, so müssen dieselben so beschaffen sein, dass sie trotzdem nicht das Rayleigh'sche Blau geben. Die Annahme grösserer Teilchen scheint mir wenig plausibel. Erstens müssten diese Teilchen sehr stark polarisieren. Zweitens erscheint es unwahrscheinlich, dass sich bei Temperaturen von 4—5000° in einem nahezu absoluten Vakuum, wie es in der Korona herrscht, kleine Teilchen halten können.

Zieht man daher die Annahme molekularen Zerfalls für die Substanz der Korona vor, so hat man nach Molekülen zu fragen, die nicht das Rayleigh'sche Blau geben, aber ebenso stark polarisieren, wie Rayleigh's kleines Teilchen. Wie eine Rechnung lehrt, die an andrer Stelle mitgeteilt werden soll, erfüllen diese Forderung alle Moleküle mit ultraroten Eigenschwingungen. Ebenso wird diese Forderung von einzelnen freien Elektronen, mit andern Worten von Kathodenstrahlen, erfüllt. Denn ein freies Elektron verhält sich, wie eine Substanz von unendlich langer Eigenperiode, es reflektiert resp. diffundiert das Licht aller Wellenlängen gleich stark und polarisiert dabei, wie das Rayleigh'sche Teilchen. Versucht man die in mancher Hinsicht verlockende Annahme durchzuführen, dass die Korona aus negativen Elektronen bestehe, so kommt man auf folgende Schwierigkeit. Man kann berechnen, dass die zur Erzeugung der beobachteten Helligkeit der Korona nötige Zahl von Elektronen gleich 10^{18} über jedem qcm der Sonnenoberfläche ist. Die hieraus resultierende ungeheure negative Ladung der Korona hat man sich durch eine positive Ladung des Sonnenkörpers von ganz ähnlicher Grösse kompensiert zu denken. Das entsprechende elektrische Feld würde aber Elektronen, die fast mit Lichtgeschwindigkeit liefen, schon auf Strecken weit unter dem Millimeter stoppen. Eine grössere Ausdehnung der Korona wäre also undenkbar.

Man kommt daher auf die Annahme von stark polarisierenden Molekülen oder Ionen zurück, welche ultrarote Eigenschwingungen haben oder welche auch in irgend einer andern komplizierteren Weise so gebaut sind, dass sie alle

1) Vgl. den Aufsatz von A. Schuster Monthly Notices Vol. 40. 1880 pag. 35, der hierüber völlige Aufklärung giebt.

Farben ziemlich gleich stark diffundieren. Dass es solche Molekeln giebt, beweisen die ultramikroskopischen Teilchen in colloidalen Lösungen, deren Grösse weit unter den Wellenlänge liegt, die polarisieren, wie Rayleigh's Teilchen, die aber trotzdem ein kontinuierliches Spektrum geben, in welchem häufig Rot und Gelb überwiegt [1]). Das Fehlen der Fraunhofer'schen Linien ist auf grosse Geschwindigkeiten der Teilchen der Korona und entsprechende Dopplersche Verschiebungen zurückführen. Unter den bewegenden Kräften kommt auch bei Molekülen der Lichtdruck in Frage, wofern sie nur Eigenschwingungen haben. Darauf soll an anderer Stelle näher eingegangen werden.

§ 35. Das Mondprofil und die Helligkeit des Sonnenrandes.

Beim Eintritt der Totalität bemerkt man das sog. Phänomen der Baily'schen Tropfen. Der letzte Rest der feinen Sonnensichel, welche hinter dem Monde hervorsieht, löst sich in eine Reihe von kleinen Punkten oder Tropfen auf, die dann rasch nacheinander verschwinden. Die Ursache dieser Erscheinung ist natürlich die Unebenheit der Mondoberfläche. Die Berge unterbrechen zuerst die Sonnensichel, während durch die Thäler der Rand der Photosphäre noch länger hindurchblickt. In dem von einer Prismenkamera entworfenen Bilde wird analog jeder Mondberg durch eine streifenförmige Unterbrechung des Spektrums, jedes Thal durch einen Streifen stärkeren kontinuierlichen Photosphärenlichtes bezeichnet.

Die Helligkeit der Streifen im Spektrum wird also einerseits abhängen von der Form des Mondprofiles, sie wird aber auch abhängen von der Helligkeit der hinter dem Monde hervorsehenden Randpartie der Sonnenphotosphäre. Eine photometrische Bearbeitung solcher Aufnahmen wird daher sowohl eine Bestimmung des Mondprofils, als eine solche der Helligkeit des Sonnenrandes — und zwar letztere für jede einzelne Spektralfarbe — liefern können.

Das gegebene Verfahren, beides zu erreichen, wäre folgendes. Man macht eine Serie von Aufnahmen der verschwindenden Sonnensichel zu chronographisch registrierten Momenten etwa in Sekundenintervallen. Aus der bekannten Geschwindigkeit des Mondes gegen die Sonne kann man dann die Höhen all der Punkte des Mondes bestimmen, welche bei irgend einer der Aufnahmen gerade den Sonnenrand tangieren. Diese Punkte sind durch das Erscheinen der zahlreichen hellen Linien der tiefsten Chromosphäre sehr scharf charakterisiert. Nachdem man so ein Netz von Punkten bekannter Höhe hat, kann man in dasselbe durch Messung der Helligkeiten der Spektralstreifen der überstehenden Photospärenpartien interpolatorisch die Form des dazwischen liegenden Profiles einzeichnen. Ist dann das Mondprofil bekannt, so kann man die Helligkeit des Sonnenrandes mit Hülfe der nunmehr berechenbaren Breiten der Photosphärensichel aus der Schwärzung bestimmen, wofern man auf derselben Platte ein hinreichend abgeblendetes Spektrum der vollen Sonne zum Vergleich hat.

---

1) Prof. W. Biltz (Clausthal) danke ich die Gelegenheit zu dieser Beobachtung.

Schliesslich kann man den Kreis bestimmen, welcher sich dem gefundenen Mondprofil am besten anschliesst, und hat in dem Mittelpunkt desselben den korrigierten Mondort.

Indessen ist es auch möglich, ohne Kenntnis der Expositionszeiten mit Hülfe eines einzigen anderen Datums auszukommen — und hierauf war ich angewiesen, da die Expositionszeiten nicht fixiert worden waren. Die Breite der Sichel bei einer Aufnahme an irgend einer Stelle sei β, die Intensität der Photosphäre in der Entfernung β vom Rande sei i. Dann ist die Gesamtintensität der Sichel, wie sie aus der Messung der Schwärzungen und der Benutzung der Vergleichsspektren hervorgeht, an dieser Stelle:

$$J = \int_0^\beta i\, d\beta = \varphi(\beta).$$

Rückt nun der Mond vor, so schneidet er von allen Sichelbreiten das gleiche Stück h ab — das gilt wenigstens für hinreichend schmale Sichel kurz vor Eintritt der Totalität und auf diese wollen wir uns zur Vereinfachung beschränken. Die Intensität derselben Sichelstelle bei einer späteren Aufnahme wird daher:

$$J' = \varphi(\beta - h).$$

Hat man J und J' über die ganzen Sicheln gemessen, so kennt man die Funktionswerte J und J', welche zu um die Konstante h verschiedenen Werten des Argumentes β gehören, und hieraus läßt sich die Funktion φ bestimmen. Es ist dies formal genau dieselbe Aufgabe, wie wenn man eine Sterngruppe erst mit voller Oeffnung und dann mit bekannter Abblendung photographiert und aus der Beziehung der entstehenden Bilder zu einander die Helligkeiten der Sterne ableitet. Für ihre Behandlung verweise ich auf Astron. Nachr. Bd. 172, pag. 65. Hat man mehr als 2 Aufnahmen, so erhält man weitere Kontrollen für die Funktion φ und findet die Stücke h, um die sich der Mond zwischen den Aufnahmen bewegt hat, erhält also eine nachträgliche Zeitbestimmung der Aufnahmen. Voraussetzung ist hier nur, daß man eine Verschiebung h oder irgend ein Datum kennt, welches h nachträglich zu bestimmen gestattet.

Dies eine feststehende Datum ließ sich Herrn Hayn's Angaben über die Form des Mondrandes (Astron. Nachr. Bd. 168, pag. 1) entnehmen. Ich bestimmte aus den Positionswinkeln der Sichelenden auf Spektrum No. 9 zunächst die Lage des Mondmittelpunktes gegen den Sonnenmittelpunkt. (Hierbei habe ich schon die Höhenangaben von Herrn Hayn für die betreffenden Stellen des Mondrandes benutzt, ich habe also genau genommen noch zwei weitere Daten von dort entnommen. Es ist dies deswegen unumgänglich, weil man den an sich nicht scharf definierten Mondmittelpunkt mit dem Hayn'schen Mittelpunkt identifizieren muss, wenn man Herrn Hayn's Daten überhaupt benutzen will.) Nachdem die Lage des Mondmittelpunkts bekannt war, konnte die Sichelbreite für reguläre Begrenzung der Mondscheibe berechnet werden. Für einen Punkt in der Mitte der Sichel habe ich nun auch noch die Höhe der Mondberge von Herrn Hayn

übernommen. Damit war eine exakte Sichelbreite bekannt und das war jenes fehlende Datum, mit welchem die übrige Rechnung vor sich gehen konnte.

Die Vergleichsspektren wurden durch direkte Aufnahmen der vollen Sonne bei Abblendung der Prismenkamera auf 3 mm, 1 mm und 0.5 mm Oeffnung erhalten. Sie sind daher keine reinen Spektren, doch macht das für die Wellenlänge 455 $\mu\mu$, in welcher gemessen wurde, wegen ihrer Lage in der Nähe der Wellenlänge maximaler aktinischer Kraft nichts aus.

Das Messverfahren bestand in der Aufnahme von „Helligkeitsprofilen" quer durch die Spektra hindurch, von denen einige in Fig. 2 (pag. 46) wiedergegeben sind. Die Struktur der Längsstreifen in den Spektren ist so fein, dass ein Mikrophotometer für noch kleinere Flächen, als sie das Hartmann'sche Instrument zu messen gestattet, und eine noch schärfere Koordinatenablesung am Platze gewesen wäre.

Das Resultat für das Mondprofil giebt Fig. 3 (pag. 46). Es ist wahrscheinlich, dass das Thal beim Positionswinkel 133° zu sehr vertieft ist, doch muss es nach der ausserordentlichen Helligkeit und langen Erhaltung des entsprechenden Streifens in den Spektren (vgl. Tafel III) tiefer sein, als das Hayn'sche Profil angiebt.

Für die Korrektion des Mondortes des Naut. Almanac ergab sich unter Heranziehung der von den Herren Newall und Stephan beobachteten Kontaktverfrühung von 20^s:

$$\Delta\alpha = +7''.6 \qquad \Delta\delta = -3''.3.$$

Ferner geht aus den Aufnahmen hervor, dass ein Absturz der Photosphärenhelligkeit auf die Hälfte des Wertes, den sie 5″ vom Rande besitzt, höchstens innerhalb der letzten Sekunde vom Rande erfolgt. Eine quantitative Untersuchung dieses Punktes wäre natürlich wichtig für die Erkenntnis der Absorption der Sonnenatmosphäre. Ich habe oben auch ein numerisches Resultat zu gewinnen versucht — es ergab sich für die Helligkeit des Sonnenrandes (bezogen auf die Helligkeit der Sonnenmitte) im Abstand β'' vom Rande (Wellenlänge 455 $\mu\mu$):

$$i = 0.17 + 0.005\,\beta$$

Doch kann dasselbe nicht als quantitative Erledigung gelten wegen folgender Missstände: Erstens ist auf die Vergleichsspektren ein Streifen falschen Lichtes gekommen, innerhalb dessen zwar nicht gemessen wurde, der aber unkontrollierbare Wirkungen ausgeübt haben kann. Ferner muss die Empfindlichkeit des Films oder — wahrscheinlicher — die Geschwindigkeit des Momentverschlusses gewechselt haben. Denn die auf den Aufnahmen aus Spanien und aus Aegypten gleichmässig wiederkehrende grosse Protuberanzengruppe erscheint auf unseren Aufnahmen, die innerhalb 20^s erfolgten, an Helligkeit ständig zuzunehmen. Durch Messung habe ich mich überzeugt, dass es sich dabei nicht um Kontrastwirkungen handelt.

Der Wert einer technisch besseren Wiederholung dieser Untersuchung würde meiner Meinung nach weniger in der Festlegung des Mondprofiles zu suchen sein, als in der Beobachtung der Helligkeit des Sonnenrandes. Die Kenntnis des

Mondprofils ist für letztere Untersuchung, wie für die genauere Diskussion des Flash-Spektrums, und ausserdem ganz allgemein für eine schärfere Festlegung der Mondörter erforderlich; die Ableitung aus Sonnenfinsternisbeobachtungen ist aber nur ein Notbehelf, solange die Selenographie diese Aufgabe noch nicht im Detail gelöst hat, — zumal in Rücksicht auf eventuelle Fälschung der Resultate durch Sonnenfackeln.

Was hingegen die Helligkeitsbestimmung des äussersten Sonnenrandes angeht, so kann dieselbe ausserhalb der Finsternisse nur mit Schwierigkeiten erfolgen und, da man ohnehin Flash-Spektren aufnehmen wird, so wird es sich immer empfehlen, denselben für diesen Zweck photometrische Vergleichsspektren mitzugeben.

§ 36. Spektralphotometrie des Sonnenrandes.

Die photometrische Durchmessung der kontinuierlichen Spektralstreifen auf den Aufnahmen mit der Prismenkamera, welche den letzten Resten des Photosphärenlichtes entstammten, ergab durch Vergleich mit den erwähnten abgeblendeten Sonnenspektren die spektrale Helligkeitsverteilung für die Randpartieen der Photosphäre. Da jene Vergleichsspektren unrein waren, so musste ganz ähnlich, wie oben, aber in Praxis einfacher, eine Reduktion auf reines Spektrum vorgenommen werden. Ich gebe im Folgenden gleich die Mittelwerte aus den Ergebnissen einer Reihe von Spektralstreifen auf den Filmspektren No. 9—17. Das Spektrum, welches als Norm gewählt ist, ist das Spektrum des Sonnenzentrums.

Intensitäten im Spektrum des Sonnenrandes.

λ	351 $\mu\mu$	359	368	377	388	400	413	428	445	464
$\beta = 7''.4$	0.17	0.17	0.17	0.19	0.23	0.26	0.25	0.25	0.25	0.24
$3''.2$		0.30	0.34	0.35	0.36	0.33	0.30	0.25	0.20	0.19
$1''.0$		0.30	0.25	0.28	0.23	0.25	0.28	0.17	0.13	0.12

Unsicher an diesen Zahlen sind die absoluten Beträge, insofern jede Horizontalreihe vielleicht mit einem von 1 verschiedenen Faktor multipliziert werden muss. Von den Sichelbreiten β, denen die Spektren entsprechen, sind die beiden letzten vermutlich in Wirklichkeit kleiner. Gut bestimmt ist hingegen die relative Intensität in jeder Reihe, die Farbe.

Der Streifen der Breite $7''.4$ ergiebt ein wenig verminderte Strahlung des Sonnenrandes im Ultraviolett, verglichen mit Violett und Blau. Dies stimmt mit dem Gang im sichtbaren Spektralgebiet. Hingegen haben Dr. Villiger und ich (Astroph. Journal. Vol. 23, pag. 284) für die Wellenlänge 322 $\mu\mu$ gleiche oder sogar ein wenig grössere Randhelligkeit gefunden, als sie Herr H. C. Vogel

für 409 $\mu\mu$ angiebt. Wollte man all diesen Messungen gleichmässig vertrauen, so würde man zu dem Schluss geführt, dass der Abfall der Sonnenhelligkeit nach dem Rande zu etwa für die Wellenlänge 360 $\mu\mu$ ein Maximum hat und für grössere, wie kleinere Wellenlängen geringer ist. Da dieses Resultat sehr auffällig wäre, so wird es wünschenswert sein, das Spektrum des Sonnenrandes im Ultraviolett eventuell mit einem Quarzspektrographen sowohl unter gewöhnlichen Verhältnissen, wie bei totalen Finsternissen, nochmals vollständiger durch zu photometrieren.

Geht man zu der Betrachtung der schmäleren Streifen über, so stösst man auf eine merkwürdige Intensitätsverteilung. Hier überwiegt durchaus das Ultraviolett. Systematische Verfälschungen sind gerade bei diesen Messungen wenig zu befürchten, vielmehr glaube ich, dass die Erscheinung durch Ueberlagerung des Linienspektrums der tiefsten Chromosphäre über das kontinuierliche Spektrum des Photosphärenrestes zu Stande kommt. Denn das Chromosphärenspektrum ist gerade im Ultraviolett durch eine dichte Schaar kräftiger Linien ausgezeichnet. Ist die Erklärung richtig, so könnte die Sonne im Ultraviolett einen um einige Zehntel Sekunden grösseren scheinbaren Durchmesser zeigen, als im sichtbaren Spektralgebiet.

§ 37. Helligkeit der Protuberanzen.

Da noch gar keine Angaben über die absolute Helligkeit von Protuberanzen vorzuliegen scheinen, habe ich einige Feststellungen in dieser Hinsicht versucht. Für die in Fig. 3 (Tafel I) mit a, b, b', c bezeichneten Stellen der grossen Protuberanzengruppe am Ostrand der Sonne habe ich auf Spektrum No. 16 die Schwärzung in einigen Wasserstoff- und Kalciumlinien gemessen — so gut es ging bei so kleinen Gebilden, die den Photometerfleck nicht ganz ausfüllten. Was man von der Strahlung einer Protuberanz aus Aufnahmen unserer Art erfahren kann, ist weder die Breite b der Spektrallinie, die sie erzeugt, noch die Helligkeit h, mit der sie im Durchschnitt leuchtet innerhalb des Spektralstreifens, über welchen sich ihre Strahlung erstreckt, sondern nur das Produkt $H = h \,.\, b$ aus beiden Grössen. Der Wert dieses Produktes liess sich aus den gemessenen Schwärzungen mit Hülfe der erwähnten Vergleichsdaten ableiten. Als Einheit ist für die Linienbreite die Angström-Einheit, für die Helligkeit die Helligkeit der Sonne in der betreffenden Wellenlänge gewählt. Es ergaben sich folgende Zahlen:

Protub.	H_β	H_γ	H_δ	H_ζ	H	K
b	0.70	0.24	0.073	0.040	0.11	0.22
a	0.44	0.087	0.026		0.54	0.46
c	0.059	0.031	0.008		0.044	0.081
b'	0.037	0.012			0.070	0.11

Diese Zahlen werden am anschaulichsten, wenn man sie als „äquivalente Linienbreiten“ auffasst, wenn man nämlich $h = 1$ setzt, also annimmt, dass die Protuberanz in den Wellenlängen, die sie überhaupt aussendet, strahlt wie die Photosphäre, wie ein schwarzer Körper der Temperatur 6000°. Sie geben dann die Breite der betreffenden Linie in A. E., welche genügt, um die beobachtete Helligkeit zu erzeugen. Kennt man die wirkliche Breite b der Protuberanzenlinie, so giebt $\frac{H}{b}$ gleich die wirkliche Helligkeit. Da die Breite der Protuberanzenlinien 1—2 A. E. nicht überschreiten dürfte, so sieht man, dass die Helligkeit heller Protuberanzen in dem Gebiete, in welchem sie überhaupt strahlen, von derselben Grössenordnung ist, wie diejenige der Sonne.

Für das Helligkeitsverhältnis der übrigen Linien zur H_β-Linie folgt:

Protub.	H_β	H_γ	H_δ	H_ζ	H	K
b	1	0.34	0.10	0.06	0.16	0.31
a	1	0.20	0.06		1.2	1.0
c	1	0.53	0.14		0.74	1.4
b'	1	0.32			1.9	3.0
Mittel	1	0.35	0.10	0.06		

Man sieht — wie das auch aus dem unmittelbaren Anblick der Spektren hervorgeht — dass die Verteilung des Kalciums von der des Wasserstoffs gänzlich verschieden ist. Hingegen ist das Helligkeitsverhältnis der beiden Kalciumlinien unter sich, wie das der Wasserstofflinien unter sich, für Protuberanzen, die sich der absoluten Helligkeit nach um das 10 fache unterscheiden, sehr nahe das gleiche.

Um auch für den absoluten Helligkeitsabfall in der Wasserstoffserie einen Anhalt zu gewinnen, habe ich angenommen, dass das Intensitätsmaximum im Sonnenspektrum bei $\lambda = 500\,\mu\mu$ liegt, entsprechend einer schwarzen Temperatur der Sonne von 5770° absolut. Für die Helligkeiten des Sonnenspektrums an der Stelle der vier Wasserstofflinien ergaben sich dann auf Grund der Wien'schen Formel die Zahlen

1.00 0.34 0.18 0.089.

Durch Multiplikation mit den obigen Mittelwerten erhält man daraus das Verhältnis der Strahlungsenergie der Wasserstofflinien in den Protuberanzen:

H_β	H_γ	H_δ	H_ζ
1	1/10	1/60	1/190.

Es scheint kaum zweifelhaft, dass man schon von verhältnismässig rohen photometrischen Vergleichungen der Helligkeitsverhältnisse der Wasserstofflinien in Protuberanzen und bei irdischen Experimenten Aufklärungen über die Natur des Leuchtens der Protuberanzen erwarten darf, und ich beabsichtige eine derartige Untersuchung durchzuführen.

§ 38. Das Spektrum der Chromosphäre.

Das Chromosphärenspektrum hat in den letzten Jahren von verschiedenen Seiten eine so eingehende Bearbeitung gefunden, dass eine selbstständige Identifizierung der Linien für unsre mit verhältnismässig kleiner Dispersion erhaltenen Spektren überflüssig erschien. Ich habe mich vielmehr an das umfangreiche Verzeichnis der Chromosphärenlinien gehalten, das Herr Dyson kürzlich publiziert hat (Phil. Trans. of the Lond. Roy. Soc. 1906) — dasselbe giebt zwischen $\lambda = 320—590\,\mu\mu$ etwa 1200 Linien mit einer Genauigkeit von einigen Hundertstel A. E. — und habe allein mit diesem Vergleichungen ausgeführt.

Das Chromosphärenspektrum habe ich auf Film Z b) Spektrum No. 17 von $\lambda = 459—378\,\mu\mu$ und auf Platte Z c) Spektrum No. 3 von $\lambda = 378 - 333\,\mu\mu$ durchmessen. Diese Strecken waren auf beiden Spektren vortrefflich im Fokus, sodass die Wellenlängen trotz des kleinen Massstabes bis auf wenige Zehntel A. E. sicher waren und die Identifikation mit Herrn Dyson's Linien meist ohne Zweideutigkeit erfolgen konnte. Die Wellenlängen wurden bestimmt, indem zunächst mit Hülfe der Hartmann'schen Formel ein Anschluss der Messungszahlen an markante Linien hergestellt und dann mit Hülfe einer grösseren Zahl sicher identifizierter Linien noch ein graphischer Ausgleich vorgenommen wurde. Einen gewissen selbstständigen Wert habe ich dem kleinen Verzeichnis dadurch zu geben versucht, dass ich die Sichellänge jeder Linie bestimmt und daraus in Rücksicht auf die Unebenheiten des Mondrandes die Erhebung des betreffenden Chromosphärengases über die Photosphäre abgeleitet habe. Für das beim 2. Kontakt aufgenommene Spektrum auf dem Film kamen die nördlichen Enden der Sicheln zur Verwendung, weil auf der Südseite das Mondprofil zu steil abfiel. Bei den Linien zwischen $\lambda = 361 - 333\,\mu\mu$, die nur auf der vom dritten Kontakt stammenden Platte Z c) identifiziert werden konnten, erfolgte eine rohere Einteilung der Erhebung der Gase in 3 Klassen, die etwa 1″, 2″ und 3″ Höhe entsprachen, weil für diese Partie des Mondrandes kein genaueres Mondprofil vorlag.

Die folgende Tabelle enthält die gefundenen Wellenlängen der Linien, dazu die Werte aus Herrn Dyson's Verzeichnis und — in der zweiten Abteilung der Tabelle — die Elemente nach Herrn Dyson's Identifikation. Die beiden letzten Spalten geben eine Schätzung der Schwärzung der Linie und die Höhenerstreckung in Bogensekunden. Ich habe 31 vermessene Linien, denen ich bei der Messung die Intensität 0 gegeben hatte, nicht in die Tabelle aufgenommen, und ich habe in dem Dyson'schen Verzeichnis auch nur solche Linien zur Identifikation herangezogen, die mindestens die Intensität 1 hatten.

Wasserstoff 1

4340.3	0.65	30	7.5
4101.2	1.92	20	7.2
3888.6	9.15	10	5.7
3835.7	5.53	8	5.5
3798.7	8.06	8	5.3
3770.4	0.79	8	4.6
3750.2	0.32	7	4.6
3734.4	4.52	6	4.6
3721.6	2.05	6	4.6
3711.6	2.13	5	4.6
3703.9	4.00	4	4.6
3697.3	7.29	4	4.6
3692.1	1.70	3	4.6
3682.7	2.92	2	1.6
3679.8	9.50	3	1.6
3676.4	6.54	2	1.6
3674.0	3.90	2	1.6
3669.5	9.58	2	1.6
3667.7	7.89	1/2	1.6

Helium 4

4471 2	1.51	6	5.5
4144.0	4.04	2	1.4
4025.5	6.34	3	5.5

Kohle 12

38 83.4	3.38	3	1.3

Magnesium 24

3838.4	8.43	4	5.5
3832.5	2.46	4	3.2
3829.8	9.51	3	3.2

Aluminium 27

3961.8	1.64	3	1.3
3943.4	4.14	2	1.6

Kalcium 40

4435 0	5.53	2	1.0
4226.8	6.85	4	2.0
3968.8	8.60	30	10.0
3932.7	3.84	20	10.0

Scandium 44

4400.7	0.67	2	1.2
4246.9	7.00	6	3.2
4021.0	0.50	1/2	< 0.5
3652.0	1.89	2	1
3645.4	5.48	1	1
3642.9	2.92	1	1
3630.7	0.88	3	2
3613.9	3.98	2	2
3576.5	6.48	2	2

Scandium 44

3572.6	2.68	1	1
3567.4	7.86	1	1
3353.9	3.84	1	1
3590.4	0.64	1	1

Titan 48

4590.3	0.11	1	
4572.0	2.20	4	3.2
4564.1	3.96	4	3.2
4549.4	9.79	4	1.6
4534.4	4.18	5	1.2
4501.4	1.51	4	3.2
4451.0	0.50	1	1.4
4443.8	3.98	4	1.6
4395.4	5.24	4	1.2
4300.3	0 22	3	1.6
4294.4	4 22	2	1.6
4289.6	0.21	4	1.6
4164.0	3.80	1	0.5
4127.3	7.67	1	0.6
4028.1	8 63	1	0.9
4012.6	2 50	2	1.0
3913.7	3.61	5	1.3
3900.6	0.67	4	1.6
3776.5	6.22	0.5	0.8
3761.1	1.47	6	4.6
3759.0	9.44	6	4.6
3742.2	1.78	3	1.6
3729.5	9.85	1	1
3706.2	6.25	3	1.6
3685.8	5.35	6	4.6
3662.5	2.35	1	1.6
3660.1	9.88	1	1.6
3641.3	1.45	1	2
3624.9	4.97	3	1
3595.9	6.20	1	1
3574.4	3.83	1	1
3535.7	5.58	4	2
3520.3	0.44	1	1
3510.8	1.00	3	2
3505.0	5.02	3	2
3491.4	1.18	3	1
3477.4	7.32	2	3
3462.1	1.68	1	1
3452.7	2.61	2	1
3444.5	4.46	2	1
3402.7	2.53	1	1
3394.5	4.68	2	2
3388.0	7.99	2	2
3383.8	3.91	3	2
3380.3	0.49	2	1
3372.8	2.95	2	2
3361.2	1.34	1	1
3349.3	9.55 9.14	2	3
3342.0	1.98	1	1
3340.4	0.48	2	1
3335.3	5.29	1	1

Vanadin 51

3715.6	5.60	1	1.2
3545.5	5.27	2	1

Chrom 52

4274.9	4.99	3	1.6
3678.0	7.92	1	1.6
3593.7	3.60	2	1
3579.0	8.89	1	2
3433.4	3.42	5	2
3423.0	2.86	3	2
3421.3	1.37	3	2
3409.0	8.92	2	2
3403.7	3.45	2	2
3378.5	8.51	1	1
3368.1	8.20	1	2
3358.7	8.65	1	1

Mangan 55

4034.4	4.62	1	1.0
4030.5	0.87	1	1.0
3497.6	7.67	1	1
3488 8	8.84	2	2
3483.3	2.99	2	2
3474.3	4.30	2	3
3460.4	0.46	2	2
3442.4	2.14	2	2

Eisen 56

4584.0	4.06	3	1.6
4528.9	8.96	1	0.5
4522.3	2.84	1	1.5
4515.6	5.54	1	0.7
4508.7	8.45	1	0.7
4490.0	1.68 9.36	1	0.8
4482.6	2.14	1	0.7
4405.7	4.89	2	1.5
4384.4	5.63 3.72	4	1.3
4325.9	5.88	3	0.7
4271.6	1.87	2	1.6
4236.2	6.04	1	0.8
4233.2	3.36	3	1.3
4119.1	8.58	1	1.4
4107.8	7.58	1	3.0
4071.7	1.8	2	1.3
4063.7	3.75	4	1.6
4045.5	5.97	5	1.5
4005.3	5.44	2	1.0
3727.6	8.10	2	1.6
3923.2	3.09	2	1.6
3920.1	0.39	2	1.6
3902.9	3.04	1	0.8
3896.0	5.81	2	1.6
3886.4	6.49	1	0.7
3878.8	8.73	4	1.3
3859.9	0.10	4	1.3

Eisen 56

3856.6	6.52	3	1.3
3851.0	0.91	0.5	1.2
3840.6	0.54	1	1.2
3826.3	6.02	1	1.4
3824.6	4.62	1	1.4
3820.6	0 59	3	1.4
3815.9	6.00	2	1.4
3795.1	5.13	1	1.2
3767.3	7.36	1	1.6
3764.8	3 92	1	1.6
3748.0	8.38	1	1.6
3746.2	5.87	3	1.6
3743.5	3.55	1	1.3
3727.6	7.78	3	1.2
3719.8	0.08	2	1.6
3647.7	7.92	1	1
3618.6	8.88	2	1
3570.2	0.30	1	1
3526.4	6.04	1	1
3441.0	1.20 0.72	2	1

Nickel 58

4067.3	7.23	1	0.6
3783.6	3.60	1	0.5
3524.6	4.77	1	1

Cobalt 58

3621.6	1.38	1	2
3465 9	5.83	2	1

Strontium 87

4215.6	5.71	8	5.0
4077.5	7.86	10	4.8

Yttrium 89

4375.6	5.14	5	1.6
4309.6	9.86	2	1.6
3950.5	0.45	1	0.6
3788.8	8.86	3	1.3
3774.6	4.45	2	1.3
3710.4	0.43	1	1.0
3664.6	4.78	1	1.6
3629.6	8.89	1/2	1
3611.1	1.15	1	1
3602.2	2 05	1	1
3600.6	0.89	1	1
3585.3	4.67	2	2
3549.1	9.17	2	1

Zirkon 90

4347.8	8.06	1	1.6
3556.7	6.81	2	1
3552.0	2.11	1	1
3496.2	6.33	3	2
3479.9	9.48	1	1
3438.5	8.38	1	1
3430.6	0.71	1	1

Lanthan 138

4086.9	6.88	2	0.8
3916.6	6.21	1	1.0

Cer 140

4133.5	3.83	1	1.4

Neodym 141

4041.2	1.05	1	0.6
3952.7	2.36	1	0.7

Ytterbium 173

3694.1	4.29	1	0.7

Linien mehrerer oder unbekannter Elemente.

4554.8	6.05	Fe	5	1.6
	4.18	Ba		
4461.7	1.44	—	1	1.4
[1] 4428.0	9.41	—	1	1.0
	7.30	Ti		
[2] 4417.9	7.93	Ti	2	1.6
	6.98	—		
4414.5	5.65	Sc	2	1.6
	5.17	Fe		
4368.7	9.86	Fe	1	0.6
	7.85	Ti		
4359.8	9.82	Zr, Cr	1	0.6
4352.1	2.00	Mg, Cr, Fe	1	0.7
4321.3	0.98	Ti, Sc	3	0.7
4314.3	5.13	Ti	3	1.0
	4.31	Sc		
	3.02	Ti		
4308.1	8.02	Fe, Ca	2	1.6
4303.0	3.51	Fe	3	1.6
	2.94	—		
4282.7	2.76	—	1	1.6
4261.3	2.14	Cr	1	1.6
	0.51	Fe		
4256.4	8.24	Zr	3	1.6
	6.31	—		
	4.51	Cr		
4205.4	5.21	Eu	1	0.7
4198.3	8.15	—	1	0.7
4187.4	8.18	—	2	0.8
	6.76	Cl		
4178.2	9.03	Fe	3	1.0
	7.66	Y		
4172.8	3.53	Fe	3	1.0
	2.05	Ti		
4156.2	6.33	Zr, Nd	2	1.0
4149.7	0.10	Ce	1	0.8
	9.33	Zr		
4146.8	6.36	—	1	0.8
4137.9	7.54	—	1	0.6
4123.1	3.56	Ti, La	1	0.6
4110.2	0.64	Co	1	3.0
	9.61	Nd		
4080.5	0.62	—	1	1.3
4053.4	3.85	Ti, V	1	0.6
4014.8	4.77	Fe, Sc	0.5	0.7
3998.9	9.28	V, Zr	1	0.8
3990.9	1.42	Zr, Cr	1	0.8
3982.4	2.75	Y	1	0.8
	1.87	Ti		
3958.7	8.29	Zr, Ti	1	0.6
3956.4	6.60	Fe, Ti	1	0.8
[3] 3873.1	3.21	Co	1	1.0
	2.63	Fe		
3866.6	7.60	He	1	1.0
	5.72	Fe		
3813.3	3.57	Ti	1	0.7
	3.17	Fe		
3755.9	5.69	—	2	3
3737.6	7.14	Fe, Ca	3	1.6
3700.0	0.41	V	1	3
	9.86	—		
3671.1	1.46	Zr, H	2	1.6

1) Wohl 2 schwache Linien.
2) Fliessen zu einem Band zusammen, dessen Kanten eingestellt sind.
3) Offenbar Duplex.

3643.3	3.27	—	1	2″
3609.4	9.79	—	1	1
	9.01	Fe		
3605.8	6.73	—	1	1
	5.48	Cr		
3587.2	7.71	—	1	1
3581.2	1.29	Fe	2	2
	1.08	Sc		
3566.2	6.21	V, Ti	2	1
3532.2	1.85	—	1	1
3530.0	0.14	—	1	1
3513.9	4.33	—	1	1
3458.5	8.99	—	1	1
3456.4	6.14	—	2	1
3407.3	7.46	—	1	1

Nicht identifizierte Linien.

4331.6	1	1.3″
4210.6	1	0.7
4191.2	1	0.7
4018.2	0.5	< 0.5
3906.2	1	0.8
3881.7	0.5	1.0
3791.5	0.5	0.6
3786.4	0.5	0.5
3753.4	1	2
3607.2	1	1
3559.0	1	1
3542.2	1	1
3533.4	1	1
3515.3	1	1

3493.4	1	1″
3436.0	1	1
3425.4	1	1
[1] 3418.6	1	1
[1] 3417.5	1	1
3399.5	1	1
3392.6	1	1
3337.2	1	1

Es ist offenbar, dass das Atomgewicht als solches nicht für das Auftreten eines Elementes in der höheren Chromosphäre massgebend ist. Ebenso ersichtlich ist aber, dass irgend ein andrer innerer Zusammenhang zwischen den vorkommenden Elementen besteht und nicht etwa ein rein zufälliger grösserer Reichtum der Sonne an einem bestimmten Element seine Erstreckung und sein Leuchten bis in grössere Höhen verursacht. Das Bestehen des Zusammenhangs wird deutlicher, wenn man in einem periodischen System der Elemente, das — wie hierunter — ohne Rücksicht auf die sogenannten Nebenperioden geschrieben ist, die in der obigen Tabelle vorkommenden Elemente vermerkt. Dieselben erfüllen dann — abgesehen von Wasserstoff und Helium — ein einziges zusammenhängendes Gebiet, welches hier zurch Umrahmung gekennzeichnet ist.

Elemente der Chromosphäre (Spektralgebiet $460 - 330\,\mu\mu$) im periodischen System.

Li	Be	B	C	N	O	F										
Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl										
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo		Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	J
Cs	Ba	La	Ce	Di									Er			
		Yb		Ta	W		Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi		
	Ra		Th		Ur											

Es sei schliesslich noch angeführt, dass sich für die beiden ultravioletten Ringe des Koronaspektrums die Wellenlängen

3451 A. E (schwacher Ring)
3387 A. E. (stärkerer Ring)

ergeben haben.

1) Vielleicht Ränder einer Bande.

BRITISH MUSEUM NATURAL HISTORY 13 AUG. 1907

Fig. 1. Das Beobachtungszelt. (R. Emden phot.)

Fig. 2. Die Corona (4 sec. Exposition).

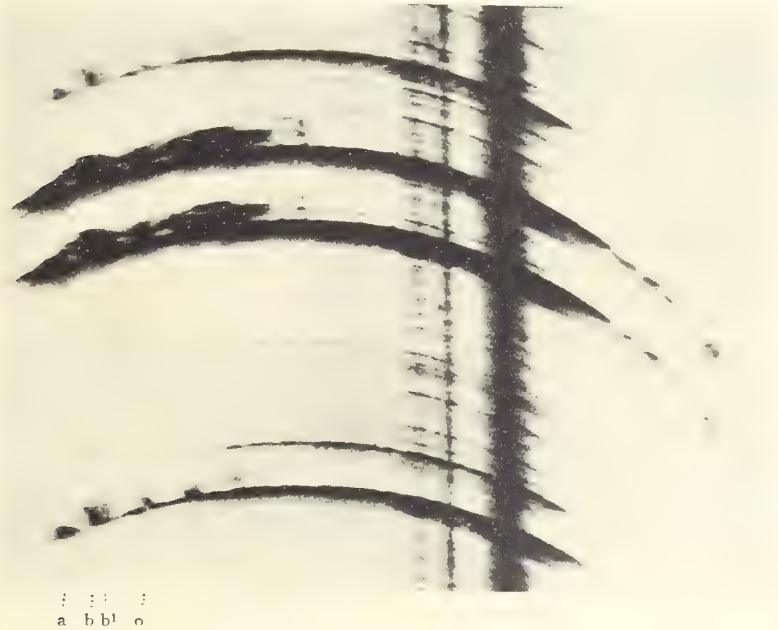


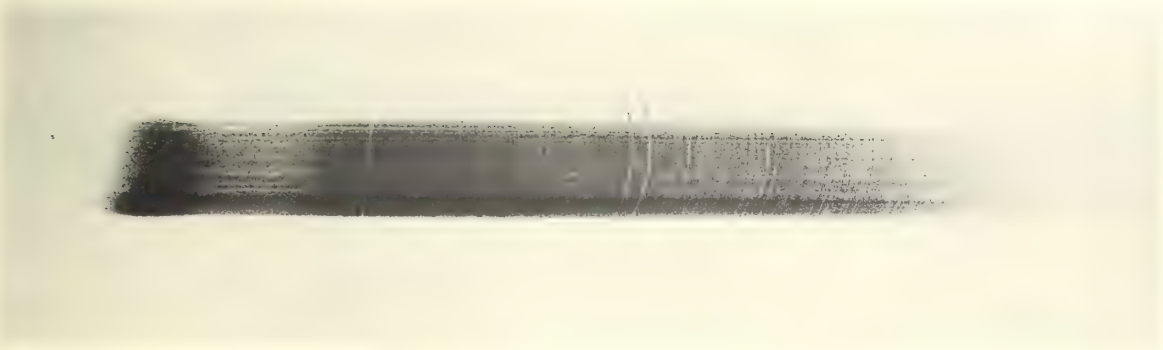
Fig. 3.

Die Protuberanzengruppe am Ostrand in der H'δ, Hζ, H und K Linie nach Film Z b No. 17 vergrößert im Verh. 1 : 15.

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

9.

11.



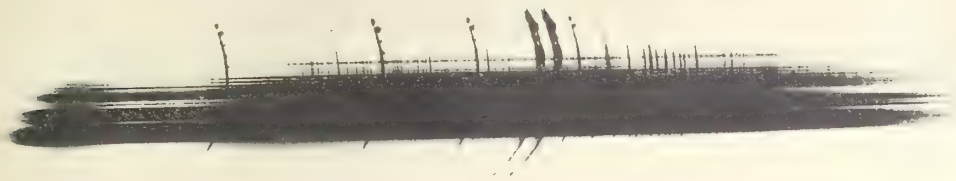
12.

13.

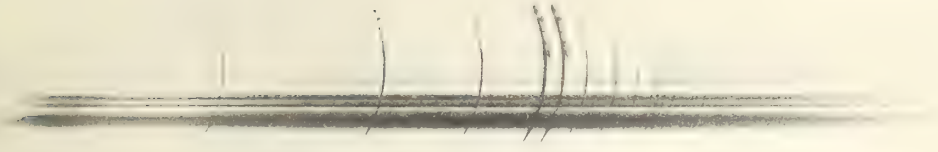
Flashspectren vom II. Kontakt. Nach Film Z b vergrößert im Verh. 1 : 3,5.

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

14.



15.



17.

19.

Flashspectren vom II. Kontakt. Nach Film Z b vergrößert im Verh. 1 : 3,5.

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

ABHANDLUNGEN

DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Kehr, P.**, *Ueber eine römische Papyrusurkunde im Staatsarchiv zu Marburg.* Mit drei Facsimile auf zwei Tafeln. 4. (28 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Ueber Lauterbachs und Aurifabers Sammlungen der Tischreden Luthers.* 4. (43 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 3. **Bonwetsch, N.**, *Das slavische Henochbuch.* 4. (57 S.) 1896. 4 M.

I. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.**, *Der arabische Josippus.* 4. (50 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 5. **Hultsch, Fr.**, *Poseidonios über die Größe und Entfernung der Sonne.* 4. (48 S.) 1897. 3 M.

I. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Buchstabenverbindungen der sogenannten gothischen Schrift.* Mit 5 Tafeln. 4. (124 S.) 1897. 9 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 7. **Leo, Fr.**, *Die Plautinischen Cantica und die hellenistische Lyrik.* 4. (114 S.) 1897. 7 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 8. *Asadi's neupersisches Wörterbuch Lughat-i Furs* nach der einzigen vatikanischen Handschrift herausgegeben von **Paul Horn**. 4. (37 u. 133 S.) 1897. 18 M.

II. Bd. No. 1. **Wellmann, M.**, *Krateuas.* Mit zwei Tafeln. 4. (32 S.) 1897. 3 M.

II. Bd. No. 2. *Das hebräische Fragment der Weisheit des Jesus Sirach* herausgegeben v. **Rudolf Smend.** 4. (34 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 3. **Schulten, Adolf,** *Die Lex Manciana,* eine afrikanische Domänenordnung. 4. (51 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 4. **Kaibel, Georg,** *Die Prolegomena ΠΕΡΙ ΚΩΜΩΙΑΙΑΣ.* 4. (70 S.) 1898. 4 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 5. **Bechtel, Fr.**, *Die einstämmigen männlichen Personennamen des Griechischen,* die aus Spitznamen hervorgegangen sind. 4. (85 S.) 1898. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Spaltung des Patriarchats Aquileja.* 4. (37 S.) 1898. 2 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 7. **Schulten, Adolf,** *Die römische Flurteilung und ihre Reste.* Mit 5 Figuren im Text und 7 Karten. 4. (38 S.) 1898. 5 M.

II. Bd. Nr. 8. **Roethe, Gustav,** *Die Reimvorreden des Sachsenspiegels.* 4. (110 S.) 1899. 8 M.

III. Bd. Nr. 1. *Die charakteristischen Unterschiede der Brüder van Eyck* von **Otto Seek.** 4. (77 S.) 1899. 5 M.

III. Bd. Nr. 2. **Marquardt, J.**, *Ērānšahr nach der Geographie des Ps. Moses Xorenac'i.* Mit historisch-kritischem Kommentar und topographischen Excursen. 4. (358 S.) 1901. 30 M.

III. Bd. No. 3. **Achelis, H.**, *Die Martyrologien, ihre Geschichte und ihr Wert.* 4. (VIII u. 247 S.) 1900. 16 M.

IV. Bd. No. 1. **Tüselmann, Otto,** *Die Paraphrase des Euteknios zu Oppians Kynegetika.* 4. (43 S.) 1900. 4 M.

IV. Bd. No. 2. **Schulten, Adolf,** *Die Mosaikkarte von Madaba* und ihr Verhältnis zu den ältesten Karten und Beschreibungen des heiligen Landes. Mit 3 Kartenbildern u. 1 Figurentafel. 4. (121 S.) 1900. 10 M.

IV. Bd. No. 3. **Wilamowitz-Moellendorff, U. v.,** *Die Textgeschichte der griechischen Lyriker.* 4. (121 S.) 1900. 8 M.

IV. Bd. No. 4 **Rahlfs, Alfred,** *Die Berliner Handschrift des sahidischen Psalters.* Mit drei Lichtdrucktafeln. 4. (154 S.) 1901. 11 M.

IV. Bd. No. 5. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Der Gelegenheitsdichter Venantius Fortunatus.* 4. (140 S.) 1901. 9 M.

IV. Bd. No. 6. **Lüders, Heinrich,** *Über die Grantharecension des Mahābhārata.* (Epische Studien I). 4. (91 S.) 1901. 6 M.

V. Bd. No. 1. **Roethe, Gustav,** *Brentanos ‚Ponce de Leon', eine Saecularstudie.* 4. (100 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 2. **Wellhausen, J.**, *Die religiös-politischen Oppositionsparteien im alten Islam.* 4. (99 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 3. *Neuarabische Volkspoesie* gesammelt und übersetzt von **Enno Littmann**. 4. (159 S.) 1902. 12 M.

V. Bd. No. 4. **Pischel, R.**, *Materialien zur Kenntnis des Apabhraṁśa.* Ein Nachtrag zur Grammatik der Prākrit-Sprachen. 4. (86 S.) 1902. 6 M.

V. Bd. No. 5. **Schulze, Wilhelm,** *Zur Geschichte lateinischer Eigennamen.* 4. (647 S.) 1904. 40 M.

VI. Bd. No. 1. **Kraus, Carl,** *Metrische Untersuchungen über Reinbots Georg.* Mit 2 Excursen. 4. (225 S.) 1902. 16 M.

VI. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Henricus Stephanus über die Regii Typi Graeci.* Mit 2 Tafeln. 4. (32 S.) 1902. 3 M.

VI. Bd. No. 3. **Möller, Hermann,** *Ein hochdeutsches und zwei niederdeutsche Lieder von 1563–1565 aus dem siebenjährigen nordischen Kriege.* Mit einem Anhang: *Deutsche Lieder aus der Grafenfehde.* 4. (67 S.) 1902. 5 M.

Fortsetzung umstehend.

Abhandlungen der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

VI. Bd. No. 4. **Pietschmann, R.,** *Pedro Sarmientos Geschichte des Inkareiches.* 4. (CXVIII und 161 S.) 1906. 18 M.

VII. Bd. No. 1. **Bonwetsch, N.,** *Die Theologie des Methodius von Olympus.* 4. (177 S.) 1903. 12 M.

VII. Bd. No. 2. **Wilmanns, W.,** *Der Untergang der Nibelunge in alter Sage und Dichtung.* 4. (43 S.) 1903. 3 M.

VII. Bd. No. 3. **Höhlbaum, K.,** *Der Kurverein von Rense i. J. 1338.* 4. 1903. 5 M. 50 Pf.

VII. Bd. No. 4. **Flemming, J.,** und **Lietzmann, H.,** *Apollinaristische Schriften.* 4. (X u. 76 S.) 1904. 8 M.

VII. Bd. No. 5. **Schwartz, E.,** *Ueber den Tod der Söhne Zebedaei.* 4. (53 S.) 1904. 3 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 1. **Meyer, Wilhelm,** *Die Legende des h. Albanus.* 4. (82 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 2. **Frensdorff, F.,** *G. A. v. Münchhausens Berichte über seine Mission nach Berlin im Juni 1740.* 4. (87 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 3. **Schulthess, Fr.,** *Christlich-palaestinische Fragmente der Omajjaden-Moschee zu Damaskus.* Mit 5 Tafeln. 4. (138 S.) 1905. 12 M.

VIII. Bd. No. 4. **Schulten, A.,** *Numantia.* Eine topographisch-historische Untersuchung. Mit 3 Karten. 4. (X u. 112 S.) 1905. 10 M.

VIII. Bd. No. 5. **Leo, Fr.,** *Der Saturnische Vers.* 4. (III u. 80 S.) 1905. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 6. **Schwartz, E.,** *Christliche und jüdische Ostertafeln.* Mit 3 Taf. 4. (198 S.) 1905. 14 M.

IX. Bd. No. 1. *Kitâb ma'ânî al-nafs. Buch vom Wesen der Seele,* herausg. von **I. Goldziher.** Im Druck.

IX. Bd. No. 2. **Lüders, H.,** *Das Würfelspiel im alten Indien.* Im Druck.

IX. Bd. No. 3. **Lehmann-Haupt, C. F.,** *Materialien zur älteren Geschichte Armeniens und Mesopotamiens.* Mit 14 Tafeln und 94 Abbildgn. im Text. Im Druck.

IX. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.,** *Analyse der Offenbarung Johannis.* Im Druck.

Mathematisch-physikalische Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Koenen, A. v.,** *Ueber Fossilien der Unteren Kreide am Ufer des Mungo in Kamerun.* Mit 4 Tafeln. 4. (48 S.) 1897. 5 M.

Nachtrag dazu. 4. (S. 49 — 65 mit Tafeln V—VII.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Brendel, Martin,** *Theorie der kleinen Planeten.* Erster Teil. 4. (171 S.) 1898. 16 M.

I. Bd. No. 3. **Schur, W.,** *Ableitung relativer Oerter des Mondes gegen die Sonne aus heliometrischen Messungen von Sehnenlängen ausgeführt auf der Sternwarte zu Göttingen während der partiellen Sonnenfinsternisse von 1890 Juni 16/17 (Beobachter: Schur, Ambronn u. Hayn) und von 1891 Juni 6 (Beobachter: Schur).* Mit 3 Plänen der Sternwarte nebst Verzeichniss der grösseren Instrumente. 4. (26 S.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 4. **Schur, W.,** *Vermessung der beiden Sternhaufen h und x Persei mit dem sechszölligen Heliometer der Sternwarte in Göttingen verbunden mit einer Uebersicht aller bis zum Jahre 1900 ausgeführten Instrumentaluntersuchungen.* Mit einer Sternkarte. 4. (88 S.) 1900. 9 M.

II. Bd. No. 1. **Wiechert, E.,** *Theorie der automatischen Seismographen.* 4. (128 S.) 1903. 8 M.

II. Bd. No. 2. **Kramer, Julius,** *Theorie der kleinen Planeten. Die Planeten vom Hecuba Typus.* 4. (153 S.) 1902. 15 M.

II. Bd. No. 3. **Furtwängler, Ph.,** *Ueber das Reciprocitätsgesetz der l^{ten} Potenzreste in algebraischen Zahlkörpern, wenn l eine ungerade Primzahl bedeutet.* 4. (82 S.) 1902. 6 M.

II. Bd. No. 4. **Prasad, G.,** *Constitution of Matter and Analytical Theories of Heat.* 4. (68 S.) 1903. 6 M.

III. Bd. No. 1. **Ehlers, E.,** *Neuseeländische Anneliden.* Mit 9 Tafeln. 4. (79 S.) 1904. 10 M.

III. Bd. No. 2. **Koenen, A. v.,** *Ueber die Untere Kreide Helgolands und ihre Ammonitiden.* Mit 4 Tafeln. 4. (63 S.) 1904. 4 M.

III. Bd. No. 3. **Schur u. Ambronn,** *Die Messungen des Sonnendurchmessers an dem Repsoldschen 6zöll. Heliometer der Sternwarte zu Göttingen.* 4. (126 S. u. 2 Taf.) 1905. 12 M.

III. Bd. No. 4. **Brendel, M.,** *Theorie des Mondes.* 4. (97 S.) 1905. 7 M.

III. Bd. No. 5. **Linke, F.,** *Luftelektrische Messungen bei 12 Ballonfahrten.* Mit 4 Tafeln 4. (30 S.) 1904. 6 M.

IV. Bd. No. 1. **Schwarzschild, K.,** *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* I. Einleitung in die Fehlertheorie optischer Instrumente auf Grund des Eikonalbegriffs. Mit 6 Fig. 4. (31 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.,** *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* II. Theorie der Spiegeltelescope. Mit 9 Fig. 4. (28 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 3. **Schwarzschild, K.,** *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* III. Ueber die astrophotographischen Objektive. Mit 10 Fig. 4. (54 S.) 1905. 4 M.

IV. Bd. No. 4. **Verworn, M.,** *Die archaeolithische Cultur in den Hipparionschichten von Aurillac. (Cantal).* Mit 5 Taf. 4. (56 S.) 1905. 4 M. 50 Pf.

IV. Bd. No. 5. **Meyermann, B.,** *Vermessung der Umgebung des Orionnebels.* 4. (47 S.) 1906. 3 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 1. **Kohlschütter, E.,** *Ergebnisse der Ostafrikanischen Pendelexpedition v. J. 1898 u. 1899.* Im Druck.

V. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.,** *Ueber die totale Sonnenfinsternis vom 30. August 1905.* Im Druck.

Druck der Dieterich'schen Univ.-Buchdruckerei (W. Fr. Kaestner), Göttingen.

14 JAN. 1908

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 3.

Untersuchungen und Tafeln zur Theorie der kleinen Planeten vom Hekubatypus

nebst

abgekürzten Bewegungstafeln des Planeten (86) Semele

für die Jahre 1900 bis 1951.

Von

Julius Kramer.

Berlin.
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 3.

Untersuchungen und Tafeln zur Theorie der kleinen Planeten vom Hekubatypus

nebst

abgekürzten Bewegungstafeln des Planeten (86) Semele

für die Jahre 1900 bis 1951.

Von

Julius Kramer.

Berlin.
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

Untersuchungen und Tafeln zur Theorie der kleinen Planeten vom Hekubatypus

nebst abgekürzten Bewegungstafeln des Planeten (86) Semele für die Jahre 1900 bis 1951.

Von

Julius Kramer.

Vorgelegt von K. Schwarzschild in der Sitzung vom 9. Februar 1907.

Vorwort.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Anwendung der von Gyldén in der Theorie seiner absoluten Bahnen aufgestellten und von Herrn Brendel für beschränkte Zeiträume und genäherte Bewegung modifizierten Prinzipien auf die Bewegung einzelner Planeten der Hekubagruppe. Sie bedeutet eine Fortsetzung früherer Untersuchungen des Verfassers über die Planeten des Hekubatypus insofern als hier nicht mehr bei der analytischen Entwicklung des Störungsproblems und der Berechnung der Störungen stehen geblieben wird, sondern darüber hinaus die absoluten Elemente der Planeten Semele und Rosa ermittelt werden, für Semele schliesslich auch eine den Zeitraum 1900 bis 1951 umfassende spezielle Bewegungstafel mit Hilfstafeln zur Verbesserung der Elemente aus den Beobachtungen gegeben ist, durch welche die Berechnung der wichtigsten Störungen in ca. 40 Minuten und unter Zuhilfenahme einer geringen Zahl von Argumenten ausführbar ist.

Dementsprechend ist in dieser Abhandlung auf theoretische Erörterungen über das Problem der genäherten absoluten Bewegung vollständig verzichtet und die Kenntnis von Herrn Brendels Theorie der kleinen Planeten vorausgesetzt worden. Liegt doch ihr Hauptgewicht in der eigentlichen astronomischen Bearbeitung dieses Problems, welche nach Berechnung der Koeffizienten der Integralgleichungen — der Störungen — mit der Bestimmung der Integrationskonstanten — der absoluten Elemente — einsetzt und dann in einer möglichst bequemen und zweckentsprechenden Tabulierung der so gewonnenen numerischen Daten besteht und in der Aufstellung geeigneter Formeln zur Ermittelung eines

Planetenortes oder oskulierender Elemente, schliesslich in der Verbesserung der absoluten Bahn auf Grund des Beobachtungsmateriales. Für die letzte Aufgabe der Bahnverbesserung sind die dem praktischen Rechner wohlbekannten Methoden von Oppolzer und Tietjen auf die Verbesserung absoluter Elemente unter Berücksichtigung der wichtigsten Störungen angewandt und zweckentsprechend umgeformt worden, während für die Ephemeridenrechnung die in der Praxis übliche Berechnung aus oskulierenden Elementen dadurch ermöglicht wurde, dass Formeln zur Herleitung oskulierender Elemente aus den Störungen und absoluten Elementen aufgestellt und Hilfstafeln zur Berechnung der Differentialquotienten der Störungen mitgeteilt wurden.

In zweiter Linie sollen diese Untersuchungen eine Vorarbeit sein für die Tabulierung der wichtigsten Störungen der Hekubagruppe nach Herrn Brendels Theorie und unter Mitnahme der zweiten Potenz der Masse in den charakteristischen Gliedern. Die mittleren Bewegungen von 650″ bis 653″ wurden für die Berechnung der Störungen deswegen gewählt, um den Einfluss der Vernachlässigung der zweiten Potenz der Masse bei derartig schwachcharakteristischen Planeten numerisch feststellen zu können und um auf Grund dieser Erfahrungen die Grenze festzusetzen, von der ab nach den Formeln für gewöhnliche Planeten gerechnet werden kann.

Da in der Frage über die Genauigkeit störungstheoretischer Entwicklungen und über den Einfluss der vernachlässigten Störungen die Entscheidung allein bei der Praxis liegt, so wurde die genäherte absolute Bewegung des Planeten Semele numerisch vollständig bis zur Aufstellung spezieller Bewegungstafeln behandelt, um durch Vergleichung der Tafelwerte mit den Beobachtungen den gewünschten Aufschluss zu erhalten. Es ergab sich, dass 30 Jahre nach der Epoche, für welche die absoluten Elemente ermittelt wurden, die Abweichung des Tafelortes von dem beobachteten 2 Bogenminuten beträgt, dass also die hier mitgeteilten Entwicklungen für die genäherte absolute Bewegung (± 1′ Abweichung gestattet) ausreichen werden.

Wie in dieser zweiten Aufgabe die vorliegenden Untersuchungen Erfolg hatten, indem der Verfasser durch sie praktische Erfahrungen in der Behandlung des Störungsproblems und Anschauungsmaterial für die geplante Tafelrechnung gewann, ebenso ist zu wünschen, dass auch der ersten Aufgabe der Erfolg nicht fehlen möchte und dass die schöne von Brendel gegebene Theorie der genäherten absoluten Bewegung sich mehr und mehr in der rechnenden Astronomie einbürgere. Lässt sich doch, wenn die wichtigsten Störungsglieder erst tabuliert vorliegen, bei einem charakteristischen Planeten mit 11° Exzentrizitätswinkel wie Semele die Aufgabe der Konstantenbestimmung, der Aufstellung spezieller Bewegungstafeln für 50 Jahre und der Hilfstafeln zur Elementenverbesserung in 230 Stunden erledigen.

Zum Schlusse möchte ich nicht verfehlen Herrn Schwarzschild aufs wärmste dafür zu danken, dass er diese Arbeit der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften vorgelegt und dadurch ihre Veröffentlichung ermöglicht hat.

Erstes Kapitel.

Ermittelung der Hauptstörungen für die mittleren Bewegungen 650″ bis 653″. Betrachtungen über die Tabulierung der Störungen beim Hekuba-Typus und die Genauigkeit in der Berechnung der charakteristischen Glieder.

1. Die Planeten mit der mittleren Bewegung 650″ kann man wohl schon als Uebergangsfälle charakteristischer Planeten vom Hekuba-Typus zu gewöhnlichen Planeten ansehen, da die Kommensurabilität ihrer mittleren Bewegungen zu der Jupiters nicht mehr scharf ausgeprägt ist. Infolgedessen erreichen auch hier die in den charakteristischen Gliedern der Form C und D auftretenden kleinen Divisoren bei weitem nicht mehr so geringe Beträge wie etwa bei Hekuba selbst, sodass schon bei grösserer Exzentrizität, wie sie z. B. (86) Semele besitzt, die Glieder zweiten Grades nach den von Herrn Brendel [1]) gegebenen Formeln für gewöhnliche Planeten gerechnet werden können. Nur in den charakteristischen Gliedern nullten und ersten Grades muss hier die zweite Potenz der störenden Masse berücksichtigt werden und selbstverständlich auch in den aus der Anwendung des Gyldénschen partiellen Integrationsverfahrens entstehenden exargumentalen Gliedern ersten und zweiten Grades.

Bei der Berechnung der Hauptstörungen ist in den nachfolgenden Untersuchungen nun etwas genauer verfahren worden. Die charakteristischen, koordinierten und elementaren Glieder nullten und ersten Grades wurden unter Berücksichtigung der zweiten Potenz der störenden Masse nach den in meiner Arbeit über die genäherte absolute Bewegung von (108) Herkuba [2]) pg. 4—6 gegebenen Formeln gerechnet. Völlig vernachlässigt wurden diesmal dagegen die aus der Veränderlichkeit der langperiodisch elementaren Grössen η, Π, $\sin j$ und σ bei der Integration auftretenden Zusatzglieder, während gleichfalls für Jupiter wieder eine elliptische Bewegung angenommen wurde. Die elementaren Glieder zweiten Grades von der Form A wurden in Anbetracht dessen, dass es sich hier um keine unbeschränkt giltigen Entwicklungen im Sinne Gyldéns handelt, nicht

1) M. Brendel: Theorie der kleinen Planeten. Erster Teil. Berlin 1898.

2) J. Kramer: Die genäherte absolute Bewegung des Planeten (108) Hekuba. Göttingen 1902.

weiter berücksichtigt. Ihrem erst im Laufe längerer Zeiten sich stärker bemerkbar machenden Einflusse soll durch die Säkularvariation der Elemente Rechnung getragen werden.

Die charakteristischen Glieder zweiten Grades wurden dagegen nicht nach den Formeln für gewöhnliche Planeten gerechnet, sondern der Einfluss der zweiten Potenz der Masse wurde insoweit noch berücksichtigt, als er durch die bei der partiellen Integration auftretenden exargumentalen Teile bemerkbar wird. Zur Ermittelung der D-Glieder in der Gyldénschen Koordinate R, welche ihrerseits ja die Kenntnis der C-Glieder in der Zeitreduktion W erfordern, wurde daher ein rasch zum Ziele führendes Näherungsverfahren eingeschlagen.

Im zweiten Abschnitte sind unter „I. Strengere Methode zur genäherten Berechnung der charakteristischen Glieder“ die auf dem hier angedeuteten Wege gewonnenen Formeln ohne Ableitung aufgeführt, nach ihnen sind die in Tafel VII gegebenen charakteristischen Koeffizienten[1]) gerechnet worden. Sodann ist im dritten Abschnitte noch eine abgekürztere Methode gegeben, welche für die hier behandelten Planeten bereits ausgereicht hätte, wo es sich nur um die genäherte Darstellung des Ortes auf $\pm 1'$ handelt.

Die Bezeichnung deckt sich mit der in Herrn Brendels Theorie der kleinen Planeten angewandten (im Folgenden kurz mit Br. I zitiert) völlig, soweit es sich um gewöhnliche Glieder handelt. Bei den charakteristischen Gliedern habe ich die in meiner Arbeit über die kleinen Planeten vom Hekuba-Typus[2]) angewandte Bezeichnungsweise mit geringen Modifikationen beibehalten.

---

2. Erste strengere Methode zur genäherten Berechnung charakteristischer Glieder bei schwachcharakteristischen Planeten der Hekubagruppe.

Nullter Grad: Nach den in Br. I gegebenen Formeln für gewöhnliche Planeten sind zunächst folgende Grössen zu rechnen:

$$S_{4\cdot0\cdot0} \quad R_{4\cdot0\cdot0} \quad S^{+1}_{2\cdot1\cdot0} \quad R^{+1}_{2\cdot1\cdot0} \quad S^{-1}_{6\cdot1\cdot0} \quad R^{-1}_{6\cdot1\cdot0}$$
$$S_{6\cdot0\cdot0} \quad R_{6\cdot0\cdot0} \quad S^{+1}_{2\cdot0\cdot1} \quad R^{+1}_{2\cdot0\cdot1} \quad S^{-1}_{6\cdot0\cdot1} \quad R^{-1}_{6\cdot0\cdot1}.$$

Sodann ermittelt man:

$$1)\ \Delta_1 = 1+\delta \quad \Delta_3 = 1+3\delta \quad \Delta_5 = 2+3\delta \quad \Delta_7 = 1-\delta \quad \Delta_{10} = 4+8\delta+5\delta^2$$
$$\Delta_2 = 1+2\delta \quad \Delta_4 = 2+\delta \quad \Delta_6 = 2+5\delta \quad \Delta_8 = 1-2\delta \quad \Delta_{11} = 4+12\delta+11\delta^2$$
$$\Delta_9 = 2-\delta$$
$$k_1 = 1+2p_0^{(0)} \quad k_2 = 1+\tfrac{4}{3}p_0^{(0)} \quad k_3 = 2(1-\tfrac{1}{3}p_0^{(0)}) \quad k_4 = 2(1+p_0^{(0)}).$$

---

1) Allerdings sind bei der Rechnung überflüssiger Weise noch einige von der zweiten Potenz der störenden Masse herrührende Glieder mehr mitgenommen worden, als in Methode I vorgesehen ist.

2) J. Kramer: Theorie der kleinen Planeten. Die Planeten vom Hekuba-Typus. Berlin 1901.

2) $$\beta_1 = \frac{-2\frac{q_1^{(0)}}{\Delta_1} + p_1^{(0)}}{\delta\Delta_4 + \frac{2q_1^{(1)}}{\Delta_1} - p_1^{(1)} + \frac{1}{2}r_1^{(0)}} \sim {}^{1)}\ R_{2\cdot0\cdot0} \quad a_0 = \tfrac{2}{3}p_0^{(0)} + \tfrac{2}{3}(p_0^{(1)} - \tfrac{1}{2}q_1^{(0)})\beta_1 \sim S_{0\cdot0\cdot0}$$

$$\Delta_1 a_1 = q_1 \sim \Delta_1 S_{2\cdot0\cdot0},\ b_0 = \tfrac{1}{2}a_0 \sim R_{0\cdot0\cdot0}$$

3) $$l_1 = a_1 - p_1 \qquad \lambda_1 = 3\beta_1 - a_1 \qquad \lambda_2 = \tfrac{3}{2}\mu\beta_1^2 \qquad b_{2\cdot0\cdot0} = l_1 + a_1$$

$$\nu_1 = \frac{2\mu b_{2\cdot0\cdot0}}{\delta\Delta_4}.$$

4) $$\text{pars}\,\gamma = \tfrac{3}{2}\beta_1^2 \sim \text{pars}\,W_{0\cdot0\cdot0} \qquad \Delta_1\gamma_1 = a_1 - 2\beta_1 \sim \Delta_1 W_{2\cdot0\cdot0}$$

$$2\Delta_1 W_{4\cdot0\cdot0} = \frac{r_1}{2\Delta_1} - 2R_{4\cdot0\cdot0} + 2\lambda_2.$$

Erster Grad: An Hilfsgrössen sind zu rechnen

5) $$(\gamma_1.1) = -k_3 \qquad (\gamma.2) = k_2\frac{q_2^{(0)}}{\delta} - a_1 + \left(3 + \frac{q_2^{(1)}}{\delta} - \frac{q_4^{(0)}}{\Delta_2}\right)\beta_1$$

$$(\gamma_1.2) = \frac{q_2^{(4)}}{\delta} + \lambda_1 \quad (\gamma.3) = k_2\frac{q_3^{(0)}}{\delta} + \left(\frac{q_3^{(1)}}{\delta} - \frac{q_5^{(0)}}{\Delta_2}\right)\beta_1$$

6) $$B_1 = \frac{\Delta_5\nu_1}{2} + \frac{2\mu a_1}{\Delta_2} \qquad B_2 = \frac{2q_4^{(2)}}{\Delta_2} - p_4^{(2)} \qquad B_3 = \frac{3q_1^{(0)}}{\Delta_2} + l_1$$

7) $$(b_2.1) = \Delta_1\Delta_7 + p_2^{(2)} \qquad (b_4.1) = B_2 + B_1(\gamma_1.1)$$

$$(b_3.2) = p_0^{(1)} - \tfrac{1}{2}q_1^{(0)} - \frac{2q_2^{(4)}}{\delta} \qquad (b_5.2) = 4\delta\Delta_1 - p_2^{(2)} + B_1(\gamma_1.2)$$

$$(b_1.2) = k_4\frac{q_2^{(0)}}{\delta} - p_2^{(0)} + \left[\tfrac{1}{2}q_1^{(1)} + \frac{2q_2^{(1)}}{\delta} - p_2^{(1)} + \tfrac{1}{2}q_4^{(0)}\right]\beta_1$$

$$(b_2.3) = k_4\frac{q_3^{(0)}}{\delta} - p_3^{(0)} + \left[\tfrac{1}{2}q_2^{(0)} + \frac{2q_3^{(1)}}{\delta} - p_3^{(1)} + \tfrac{1}{2}q_5^{(0)}\right]\beta_1$$

$$(b_1.4) = p_4^{(0)} - \frac{2q_4^{(0)}}{\Delta_2} - \tfrac{1}{2}r_1 - B_1(\gamma.2) - B_3\frac{q_2^{(0)}}{\delta} + \left[p_4^{(1)} - \frac{2q_4^{(1)}}{\Delta_2} + \tfrac{1}{2}q_2^{(0)} - \tfrac{1}{2}A_{6\cdot1\cdot0}^{-1}\right]\beta_1$$

$$(b_2.5) = p_5^{(0)} - \frac{2q_5^{(0)}}{\Delta_2} - B_1(\gamma.3) - B_3\frac{q_3^{(0)}}{\delta} + \left[p_5^{(1)} - \frac{2q_5^{(1)}}{\Delta_2} + \tfrac{1}{2}q_3^{(0)} - \tfrac{1}{2}A_{6\cdot0\cdot1}^{-1}\right]\beta_1.$$

8) $$D_1^{(0)} = (b_2.1)(b_5.2) - (b_4.1)(b_3.2)$$

$$D_2 = (b_1.2)(b_5.2) - (b_1.4)(b_3.2) \qquad D_3 = (b_2.3)(b_5.2) - (b_2.5)(b_3.2)$$

$$D_4 = (b_1.4)(b_2.1) - (b_1.2)(b_4.1) \qquad D_5 = (b_2.5)(b_2.1) - (b_2.3)(b_4.1).$$

Damit erhält man:

9) $$D_1^{(0)}\beta_2 = D_2 \sim D_1^{(0)}R_{2\cdot1\cdot0}^{-1} \qquad D_1^{(0)}\beta_3 = D_3 \sim D_1^{(0)}R_{2\cdot0\cdot1}^{-1} \qquad \alpha_2 = k_1\frac{q_2^{(0)}}{\delta} + \frac{q_2^{(1)}}{\delta}\beta_1 + \frac{q_2^{(4)}}{\delta}\beta_4 \sim S_{2\cdot1\cdot0}^{-1}$$

$$D_1^{(0)}\beta_4 = D_4 \sim D_1^{(0)}R_{4\cdot1\cdot0}^{-1} \qquad D_1^{(0)}\beta_5 = D_5 \sim D_1^{(0)}R_{4\cdot0\cdot1}^{-1} \qquad \alpha_3 = k_1\frac{q_3^{(0)}}{\delta} + \frac{q_3^{(1)}}{\delta}\beta_1 + \frac{q_2^{(4)}}{\delta}\beta_5 \sim S_{2\cdot0\cdot1}^{-1}$$

$$\gamma_2 = (\gamma.2) + (\gamma_1.1)\beta_2 + (\gamma_1.2)\beta_4 \qquad \gamma_3 = (\gamma.3) + (\gamma_1.1)\beta_3 + (\gamma_1.2)\beta_5.$$

---

1) Es bedeutet $\beta_1 \sim R_{2\cdot0\cdot0}$: β_1 entspricht $R_{2\cdot0\cdot0}$ in Brendels Theorie der gewöhnlichen Planeten.

Dann sind folgende Hilfsgrössen zu ermitteln:

10) $$A_1 = q_1^{(0)}(\tfrac{3}{2}\alpha_2 + \mu\gamma_2) \qquad A_2 = q_1^{(0)}(\tfrac{3}{2}\alpha_3 + \mu\gamma_3)$$

$$\lambda_3 = \frac{\mu\gamma_2}{\delta} \quad \lambda_5 = \alpha_2 + 6\beta_1 - \tfrac{3}{2}\beta_2 \quad \lambda_7 = \mu\gamma_1\gamma_2 \qquad \lambda_9 = \alpha_2 + 3\beta_1 - 3\beta_2$$

$$\lambda_4 = \frac{\mu\gamma_3}{\delta} \quad \lambda_6 = \alpha_3 - \tfrac{3}{2}\beta_3 \qquad \lambda_8 = \mu\gamma_1\gamma_3 \qquad \lambda_{10} = \alpha_3 - 3\beta_3.$$

Daraus folgt:

11) $$\mathfrak{a}_1 = \mathfrak{q}_1 + A_1 \sim S^{+1}_{0\cdot1\cdot0} \qquad \Delta_2 a_4 = q_4 + A_1 \sim \Delta_2 S^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$$

$$\mathfrak{a}_2 = \mathfrak{q}_2 + A_2 \sim S^{+1}_{0\cdot0\cdot1} \qquad \Delta_2 a_5 = q_5 + A_2 \sim \Delta_2 S^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$$

12) $$b^{+1}_{0\cdot1\cdot0} = 2\mathfrak{a}_1 - \mathfrak{p}_1 + l_1\alpha_2 + \tfrac{1}{2}(q_2^{(0)} + A^{+1}_{2\cdot1\cdot0})\beta_1 + \tfrac{1}{2}r_1^{(0)}\beta_4$$

$$b^{+1}_{0\cdot0\cdot1} = 2\mathfrak{a}_2 - \mathfrak{p}_2 + l_1\alpha_3 + \tfrac{1}{2}(q_3^{(0)} + A^{+1}_{2\cdot0\cdot1})\beta_1 + \tfrac{1}{2}r_1^{(0)}\beta_5$$

$$b_1 = b^{+1}_{0\cdot1\cdot0} + \lambda_3 b_{2\cdot0\cdot0} \qquad \varsigma = \frac{b_1}{2}$$

$$b_2 = b^{+1}_{0\cdot0\cdot1} + \lambda_4 b_{2\cdot0\cdot0} \qquad \varkappa_1 = -\frac{b_2\varkappa'}{2\varsigma}$$

13) $$\gamma_2' = \frac{\gamma_2}{\delta} \sim W^{-1}_{2\cdot1\cdot0} \qquad \Delta_2\gamma_4 = a_4 - 2\beta_4 - \lambda_9\beta_1 + 3R_{4\cdot0\cdot0} - S_{4\cdot0\cdot0} + \lambda_7 \sim \Delta_2 W^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$$

$$\gamma_3' = \frac{\gamma_3}{\delta} \sim W^{-1}_{2\cdot0\cdot1} \qquad \Delta_2\gamma_5 = a_5 - 2\beta_5 - \lambda_{10}\beta_1 + \lambda_8 \sim \Delta_2 W^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$$

$$\Delta_4\gamma_6 = S^{+1}_{2\cdot1\cdot0} - 2R^{+1}_{2\cdot1\cdot0} + \lambda_1 + \lambda_2\gamma_2 \sim \Delta_4 W^{+1}_{2\cdot1\cdot0} \qquad \Delta_4 W^{+1}_{2\cdot0\cdot1} = S^{+1}_{2\cdot0\cdot1} - 2R^{+1}_{2\cdot0\cdot1} + \lambda_2\gamma_3$$

$$\Delta_5 W^{-1}_{6\cdot1\cdot0} = S^{-1}_{6\cdot1\cdot0} - 2R^{-1}_{6\cdot1\cdot0} + 3\beta_1\beta_4 + 3R_{6\cdot0\cdot0} - S_{6\cdot0\cdot0} + \lambda_2\gamma_2$$

$$\Delta_5 W^{-1}_{6\cdot0\cdot1} = S^{-1}_{6\cdot0\cdot1} - 2R^{-1}_{6\cdot0\cdot1} + 3\beta_1\beta_5 + \lambda_2\gamma_3$$

$$W^{+1}_{0\cdot1\cdot0} = \mathfrak{a}_1 + a_0 - \lambda_5\beta_1 + \tfrac{1}{2}\beta_2(\lambda_1 - a_1) + \lambda_7 \qquad W^{+1}_{0\cdot0\cdot1} = \mathfrak{a}_2 - \lambda_6\beta_1 + \tfrac{1}{2}\beta_3(\lambda_1 - a_1) + \lambda_8.$$

14) $$(c_0.1) = \tfrac{1}{2}r_1 - \varepsilon_1^{(0)} - z_1'\beta_1 \qquad (c.1)\xi_1 = (c_0.1)$$

$$(c.1) = 4\delta\Delta_1 + \varepsilon_1^{(1)} \quad (c_0.2) = \varepsilon_2^{(0)} - z_2'\beta_1 \qquad (c.1)\xi_2 = (c_0.2).$$

15) $$\tau(2+\tau) = -\vartheta_1 \qquad \sin\iota_1 = \frac{\vartheta_2 \sin\iota'}{\tau(2+\tau)}.$$

Alle anderen hier nicht aufgeführten Koeffizienten werden nach den in Br. I gegebenen Formeln für gewöhnliche Planeten gerechnet.

Zweiter Grad: Für die Ermittelung der charakteristischen Glieder zweiten Grades ist die Kenntnis folgender nach den Formeln für gewöhnliche

Planeten zu rechnenden Grössen notwendig:

$$\begin{array}{llllllll} S_{2\cdot2\cdot0} & S^{-2}_{2\cdot2\cdot0} & S^{-2}_{6\cdot2\cdot0} & b_{2\cdot2\cdot0} & b^{-2}_{2\cdot2\cdot0} & b^{-2}_{6\cdot2\cdot0} & S^{+2}_{2\cdot2\cdot0} & R^{+2}_{2\cdot2\cdot0} \\ S^{+1}_{2\cdot1\cdot1} & S^{-2}_{2\cdot1\cdot1} & S^{-2}_{6\cdot1\cdot1} & b^{+1}_{2\cdot1\cdot1} & b^{-2}_{2\cdot1\cdot1} & b^{-2}_{6\cdot1\cdot1} & S_{4\cdot2\cdot0} & R_{4\cdot2\cdot0} \\ S^{-1}_{2\cdot1\cdot1} & S^{-2}_{2\cdot0\cdot2} & S^{-2}_{6\cdot0\cdot2} & b^{-1}_{2\cdot1\cdot1} & b^{-2}_{2\cdot0\cdot2} & b^{-2}_{6\cdot0\cdot2} & S^{+1}_{4\cdot1\cdot1} & R^{+1}_{4\cdot1\cdot1}. \\ S_{2\cdot0\cdot2} & & & b_{2\cdot0\cdot2} & & & & \end{array}$$

Sodann ist zu rechnen:

16) $$\alpha_{14} = \frac{A^{-2}_{4\cdot2\cdot0} + \mu\alpha_2\gamma_2}{2\delta} \sim S^{-2}_{4\cdot2\cdot0} \qquad \alpha_{15} = \frac{A^{-2}_{4\cdot1\cdot1} + \mu(\alpha_2\gamma_3 + \alpha_3\gamma_2)}{2\delta} \sim S^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$$

$$\alpha_{16} = \frac{A^{-2}_{4\cdot0\cdot2} + \mu\alpha_3\gamma_3}{2\delta} \sim S^{-2}_{4\cdot0\cdot2}.$$

17) $$(b^{-1}_{4\cdot1\cdot0}) = 2a_4 - p_4 + \tfrac{1}{2}r_1 \qquad \nu_2 = \frac{\mu(b^{-1}_{4\cdot1\cdot0})}{2\delta\Delta_1} \qquad \nu_4 = \frac{\mu\nu_1}{4\delta\Delta_1}$$

$$(b^{-1}_{4\cdot0\cdot1}) = 2a_5 - p_5 \qquad \nu_3 = \frac{\mu(b^{-1}_{4\cdot0\cdot1})}{2\delta\Delta_1}$$

$$(b^{-2}_{4\cdot2\cdot0}) = 2\alpha_{14} - B^{-2}_{4\cdot2\cdot0} + \tfrac{1}{2}q_4 + \tfrac{1}{2}\alpha_2^2 \quad (b^{-2}_{4\cdot1\cdot1}) = 2\alpha_{15} - B^{-2}_{4\cdot1\cdot1} + \tfrac{1}{2}q_5 + \alpha_2\alpha_3$$

$$(b^{-2}_{4\cdot0\cdot2}) = 2\alpha_{16} - B^{-2}_{4\cdot0\cdot2} + \tfrac{1}{2}\alpha_3^2$$

$$G_1 = \tfrac{3}{2}\beta_1\alpha_2 - \lambda_5\beta_2 \qquad G_4 = G_1 + 3\beta_4 - a_4 + l_2$$

$$G_2 = \tfrac{3}{2}\beta_1\alpha_3 - \lambda_6\beta_2 - \lambda_5\beta_3 \qquad G_5 = G_2 + 3\beta_5 - a_5$$

$$G_3 = -\lambda_6\beta_3 \qquad l_2 = \tfrac{3}{4}S_{4\cdot0\cdot0} - 3R_{4\cdot0\cdot0}.$$

18) $$\delta\Delta_4\beta_7 = -b_{2\cdot2\cdot0} - \Delta_5\nu_2\gamma_2 - \Delta_{10}\nu_4\gamma_2^2 \sim \delta\Delta_4 R_{2\cdot2\cdot0}$$

$$\delta\Delta_4\beta_8 = -b^{+1}_{2\cdot1\cdot1} - \Delta_5\nu_3\gamma_2 - \Delta_{10}\nu_4\gamma_2\gamma_3 \sim \delta\Delta_4 R^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$$

$$\delta\Delta_4\beta_9 = -b^{-1}_{2\cdot1\cdot1} - \Delta_5\nu_2\gamma_3 - \Delta_{10}\nu_4\gamma_2\gamma_3 \sim \delta\Delta_4 R^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$$

$$\delta\Delta_4\beta_{10} = -b_{2\cdot0\cdot2} - \Delta_5\nu_3\gamma_3 - \Delta_{10}\nu_4\gamma_3^2 \sim \delta\Delta_4 R_{2\cdot0\cdot2}$$

$$\beta_{14} = \frac{(b^{-2}_{4\cdot2\cdot0})}{\Delta_2\Delta_8} \sim R^{-2}_{4\cdot2\cdot0} \qquad \beta_{15} = \frac{(b^{-2}_{4\cdot1\cdot1})}{\Delta_2\Delta_8} \sim R^{-2}_{4\cdot1\cdot1} \qquad \beta_{16} = \frac{(b^{-2}_{4\cdot0\cdot2})}{\Delta_2\Delta_8} \sim R^{-2}_{4\cdot0\cdot2}.$$

19) $$(\beta.17) = b^{-2}_{6\cdot2\cdot0} + \Delta_6\nu_2\gamma_2 + \Delta_{11}\nu_4\gamma_2^2$$

$$(\beta.18) = b^{-2}_{6\cdot1\cdot1} + \Delta_6(\nu_3\gamma_2 + \nu_2\gamma_3) + 2\Delta_{11}\nu_4\gamma_2\gamma_3$$

$$(\beta.19) = b^{-2}_{6\cdot0\cdot2} + \Delta_6\nu_3\gamma_3 + \Delta_{11}\nu_4\gamma_3^2$$

$$(\gamma.14) = \alpha_{14} - 2\beta_{14} + G_4 \quad (\gamma.15) = \alpha_{15} - 2\beta_{15} + G_5 \quad (\gamma.16) = \alpha_{16} - 2\beta_{16} + G_3.$$

Sodann in erster Näherung die Werte für γ_{14}, γ_{15}, γ_{16} nämlich:

20) $$\gamma^{(1)}_{14} = (\gamma.14) + \frac{\lambda_1}{\delta}\left[\frac{b^{-2}_{2\cdot2\cdot0}}{\Delta_9} - \frac{(\beta.17)}{3\Delta_5}\right] \qquad \gamma^{(1)}_{15} = (\gamma.15) + \frac{\lambda_1}{\delta}\left[\frac{b^{-2}_{2\cdot1\cdot1}}{\Delta_9} - \frac{(\beta.18)}{3\Delta_5}\right]$$

$$\gamma^{(1)}_{16} = (\gamma.16) + \frac{\lambda_1}{\delta}\left[\frac{b^{-2}_{2\cdot0\cdot2}}{\Delta_9} - \frac{(\beta.19)}{3\Delta_5}\right].$$

Die Formeln (20) reichen völlig zur definitiven Berechnung der β_{11}—β_{13} bezw. β_{17}—β_{19} aus.

21) $\delta \Delta_9 \beta_{11} = b^{-2}_{2\cdot 2\cdot 0} + \nu_1 \gamma^{(1)}_{14} \sim \delta \Delta_9 R^{-2}_{2\cdot 2\cdot 0}$ $\quad 3\delta \Delta_5 \beta_{17} = -(\beta.17) - \Delta_2 \nu_1 \gamma^{(1)}_{14} \sim 3\delta \Delta_5 R^{-2}_{6\cdot 2\cdot 0}$

$\delta \Delta_9 \beta_{12} = b^{-2}_{2\cdot 1\cdot 1} + \nu_1 \gamma^{(1)}_{15} \sim \delta \Delta_9 R^{-2}_{2\cdot 1\cdot 1}$ $\quad 3\delta \Delta_5 \beta_{18} = -(\beta.18) - \Delta_2 \nu_1 \gamma^{(1)}_{15} \sim 3\delta \Delta_5 R^{-2}_{6\cdot 1\cdot 1}$

$\delta \Delta_9 \beta_{13} = b^{-2}_{2\cdot 0\cdot 2} + \nu_1 \gamma^{(1)}_{16} \sim \delta \Delta_9 R^{-2}_{2\cdot 0\cdot 2}$ $\quad 3\delta \Delta_5 \beta_{19} = -(\beta.19) - \Delta_2 \nu_1 \gamma^{(1)}_{16} \sim 3\delta \Delta_5 R^{-2}_{6\cdot 0\cdot 2}$.

Damit erhält man

22) $\Delta_1 \gamma_7 = S_{2\cdot 2\cdot 0} - 2\beta_7 - \lambda_9 + 3R^{+1}_{2\cdot 1\cdot 0} - S^{+1}_{2\cdot 1\cdot 0} \sim \Delta_1 W_{2\cdot 2\cdot 0}$ $\quad -\Delta_7 \gamma_{11} = S^{-2}_{2\cdot 2\cdot 0} - 2\beta_{11} - \lambda_9 + \frac{3}{4} a_1 \sim -\Delta_7 W^{-2}_{2\cdot 2\cdot 0}$

$\Delta_1 \gamma_8 = S^{+1}_{2\cdot 1\cdot 1} - 2\beta_8 - \lambda_{10} \sim \Delta_1 W^{+1}_{2\cdot 1\cdot 1}$ $\quad -\Delta_7 \gamma_{12} = S^{-2}_{2\cdot 1\cdot 1} - 2\beta_{12} - \lambda_{10} \sim -\Delta_7 W^{-2}_{2\cdot 1\cdot 1}$

$\Delta_1 \gamma_9 = S^{-1}_{2\cdot 1\cdot 1} - 2\beta_9 + 3R^{+1}_{2\cdot 0\cdot 1} - S^{+1}_{2\cdot 0\cdot 1} \sim \Delta_1 W^{-1}_{2\cdot 1\cdot 1}$ $\quad -\Delta_7 \gamma_{13} = S^{-2}_{2\cdot 0\cdot 2} - 2\beta_{13} \sim -\Delta_7 W^{-2}_{2\cdot 0\cdot 2}$

$\Delta_1 \gamma_{10} = S_{2\cdot 0\cdot 2} - 2\beta_{10} \sim \Delta_1 W_{2\cdot 0\cdot 2}$

und als definitive Werte

22′) $\gamma_{14} = (\gamma.14) + \lambda_1(\beta_{11} + \beta_{17})$ $\quad \gamma_{15} = (\gamma.15) + \lambda_1(\beta_{12} + \beta_{18})$

$\gamma_{16} = (\gamma.16) + \lambda_1(\beta_{13} + \beta_{19})$

$\Delta_3 \gamma_{17} = S^{-2}_{6\cdot 2\cdot 0} - 2\beta_{17} + 3R^{-1}_{6\cdot 1\cdot 0} - S^{-1}_{6\cdot 1\cdot 0} + \frac{3}{4} S_{6\cdot 0\cdot 0} - 3R_{6\,0\cdot 0} \sim \Delta_3 W^{-2}_{6\cdot 2\cdot 0}$

$\Delta_3 \gamma_{18} = S^{-2}_{6\cdot 1\cdot 1} - 2\beta_{18} + 3R^{-1}_{6\cdot 0\cdot 1} - S^{-1}_{6\cdot 0\cdot 1} \sim \Delta_3 W^{-2}_{6\cdot 1\cdot 1}$

$\Delta_3 \gamma_{19} = S^{-2}_{6\cdot 0\cdot 2} - 2\beta_{19} \sim \Delta_3 W^{-2}_{6\cdot 0\cdot 2}$

$[2(1-\mu)+2]\gamma_{20} = S^{+2}_{2\cdot 2\cdot 0} - 2R^{+2}_{2\cdot 2\cdot 0} - 3\beta_1 + 3R^{+1}_{2\cdot 1\cdot 0} - S^{+1}_{2\cdot 1\cdot 0} + \frac{3}{4} a_1 \sim [2(1-\mu)+2] W^{+2}_{2\cdot 2\cdot 0}$

$2\Delta_1 \gamma_{21} = 3\beta_4 - a_4 + S_{4\cdot 2\cdot 0} - 2R_{4\cdot 2\cdot 0} + 3R^{+1}_{4\cdot 1\cdot 0} - S^{+1}_{4\cdot 1\cdot 0} - 3R_{4\cdot 0\cdot 0} \sim 2\Delta_1 W_{4\cdot 2\cdot 0}$

$2\Delta_1 \gamma_{22} = 3\beta_5 - a_5 + S^{+1}_{4\cdot 1\cdot 1} - 2R^{+1}_{4\cdot 1\cdot 1} \sim 2\Delta_1 W^{+1}_{4\cdot 1\cdot 1}$.

Bezeichnet man weiter

23) $\lambda_{12} = \frac{\mu \gamma_2^2}{\delta}$ $\quad \lambda_{13} = \frac{\mu \gamma_2 \gamma_3}{\delta}$ $\quad \lambda_{14} = \frac{\mu \gamma_3^2}{\delta}$.

so folgt schliesslich

24) $2\delta \gamma'_{14} = \gamma_{14} + \lambda_{12} \sim 2\delta W^{-2}_{4\cdot 2\cdot 0}$ $\quad 2\delta \gamma'_{15} = \gamma_{15} + 2\lambda_{13} \sim 2\delta W^{-2}_{4\cdot 1\cdot 1}$

$2\delta \gamma'_{16} = \gamma_{16} + \lambda_{14} \sim 2\delta W^{-2}_{4\cdot 0\cdot 2}$.

Für die charakteristischen Koeffizienten zweiten Grades in den von der Neigung herrührenden Teilen reichen die in Br. I gegebenen Formeln für gewöhnliche Planeten in unserm Falle vollkommen aus. Es genügt, diese Terme nur auf eine Dezimale mehr zu rechnen wie die gewöhnlichen Glieder zweiten Grades.

3. Zweite abgekürzte Methode zur genäherten Berechnung charakteristischer Glieder bei schwachcharakteristischen Planeten der Hekubagruppe.

Bei diesem Rechnungsverfahren sollen nur die Hauptglieder nullten Grades unter Berücksichtigung der zweiten Potenz der Masse ermittelt werden und beim ersten und zweiten Grade nur die Glieder der Form C, während die B- und D-Glieder mit geringer Abweichung nach den Formeln für gewöhnliche Planeten gerechnet werden. Das Formelschema ist dann folgendes:

Nullter Grad:

25) $\Delta_1 = 1+\delta \quad \Delta_2 = 1+2\delta \quad \Delta_4 = 2+\delta \quad \Delta_7 = 1-\delta \quad \Delta_8 = 1-2\delta.$

26) $\beta_1 = \dfrac{\dfrac{-2q_1^{(0)}}{\Delta_1}+p_1^{(0)}}{\delta\Delta_4+\dfrac{2q_1^{(1)}}{\Delta_1}-p_1^{(1)}+\frac{1}{2}A_{4\cdot 0\cdot 0}} \sim R_{\cdot\cdot 0\cdot 0} \qquad a_0 = \frac{2}{3}p_0^{(0)}+\frac{2}{3}(p_0^{(1)}-\frac{1}{2}q_1^{(0)})\beta_1 \sim S_{0\cdot 0\cdot 0}$

$b_0 = \frac{1}{2}a_0 \sim R_{0\cdot 0\cdot 0}$

$$a_1 = \frac{q_1}{\Delta_1} \sim S_{2\cdot 0\cdot 0}.$$

27) $l_1 = a_1 - p_1 \qquad \lambda_1 = 3\beta_1 - a_1 \qquad \lambda_2 = \frac{3}{2}\mu\beta_1^2 \qquad b_{2\cdot 0\cdot 0} = l_1 + a_1$

$$\nu_1 = \frac{2\mu b_{2\cdot 0\cdot 0}}{\delta\Delta_4}.$$

28) $\text{pars}\,\gamma = \frac{3}{2}\beta_1^2 \sim W_{0\cdot 0\cdot 0} \qquad \Delta_1\gamma_1 = a_1 - 2\beta_1 \sim \Delta_1 W_{2\cdot 0\cdot 0}$

$$2\Delta_1 W_{4\cdot 0\cdot 0} = S_{4\cdot 0\cdot 0} - 2R_{4\cdot 0\cdot 0} + 2\lambda_2.$$

Erster Grad:

29) $\alpha_2 = \dfrac{q_2}{\delta} \sim S^{-1}_{2\cdot 1\cdot 0} \qquad \Delta_1\Delta_7\beta_2 = 2\alpha_2 - B^{-1}_{2\cdot 1\cdot 0} + \frac{1}{2}a_1 \sim \Delta_1\Delta_7 R^{-1}_{2\cdot 1\cdot 0}$

$\alpha_3 = \dfrac{q_3}{\delta} \sim S^{-1}_{2\cdot 0\cdot 1} \qquad \Delta_1\Delta_7\beta_3 = 2\alpha_3 - B^{-1}_{2\cdot 0\cdot 1} \sim \Delta_1\Delta_7 R^{-1}_{2\cdot 0\cdot 1}.$

30) $\gamma_2 = \alpha_2 - 2\beta_2 + 3\beta_1 - \alpha_1 + \lambda_1 R^{-1}_{4\cdot 1\cdot 0} \qquad \gamma_2' = \dfrac{\gamma_2}{\delta} \sim W^{-1}_{2\cdot 1\cdot 0}$

$\gamma_3 = \alpha_3 - 2\beta_3 + \lambda_1 R^{-1}_{4\cdot 0\cdot 1} \qquad \gamma_3' = \dfrac{\gamma_3}{\delta} \sim W^{-1}_{2\cdot 0\cdot 1}.$

$\Delta_2 W^{-1}_{4\cdot 1\cdot 0} = T^{-1}_{4\cdot 1\cdot 0} + \mu\gamma_1\gamma_2 \qquad \Delta_4 W^{+1}_{2\cdot 1\cdot 0} = S^{+1}_{2\cdot 1\cdot 0} - 2R^{+1}_{2\cdot 1\cdot 0} + \lambda_1.$

$\Delta_2 W^{-1}_{4\cdot 0\cdot 1} = T^{-1}_{4\cdot 0\cdot 1} + \mu\gamma_1\gamma_3$

Sodann sind folgende Hilfsgrössen zu rechnen:

31) $\lambda_3 = \dfrac{\mu\gamma_2}{\delta} \qquad b_1 = -B^{+1}_{0\cdot 1\cdot 0} + \lambda_3 b_{2\cdot 0\cdot 0}$

$\lambda_4 = \dfrac{\mu\gamma_3}{\delta} \qquad b_2 = 2S^{+1}_{0\cdot 0\cdot 1} - B^{+1}_{0\cdot 0\cdot 1} + \lambda_4 b_{2\cdot 0\cdot 0}.$

Daraus folgt

32) $$\varsigma = \frac{b_1}{2} \qquad \varkappa_1 = -\frac{b_2 \varkappa'}{2\varsigma}.$$

Zweiter Grad:

33) $$\alpha_{14} = \frac{A^{-2}_{4\cdot2\cdot0} + \mu\alpha_2\gamma_2}{2\delta} \sim S^{-2}_{4\cdot2\cdot0} \qquad \alpha_{15} = \frac{A^{-2}_{4\cdot1\cdot1} + \mu(\alpha_2\gamma_3 + \alpha_3\gamma_2)}{2\delta} \sim S^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$$

$$\alpha_{16} = \frac{A^{-2}_{4\cdot0\cdot2} + \mu\alpha_3\gamma_3}{2\delta} \sim S^{-2}_{4\cdot0\cdot2}.$$

Sodann sind folgende 2 Hilfsgrössen zu rechnen:

34) $$G_1 = 3\beta_1\left(\frac{\alpha_2}{2} - 2\beta_2\right) + 3R^{-1}_{4\cdot1\cdot0} - S^{-1}_{4\cdot1\cdot0} + \tfrac{3}{4}S_{4\cdot0\cdot0} - 3R_{4\cdot0\cdot}$$

$$G_2 = 3\beta_1\left(\frac{\alpha_3}{2} - 2\beta_3\right) + 3R^{-1}_{4\cdot0\cdot1} - S^{-1}_{4\cdot0\cdot1}.$$

Damit erhält man:

35) $$\beta_{14} = \frac{2\alpha_{14} - B^{-2}_{4\cdot2\cdot0} + \frac{1}{2}A^{-1}_{4\cdot1\cdot0}}{\Delta_2\Delta_8} \sim R^{-2}_{4\cdot2\cdot0} \qquad \beta_{15} = \frac{2\alpha_{15} - B^{-2}_{4\cdot1\cdot1} + \frac{1}{2}A^{-1}_{4\cdot0\cdot1}}{\Delta_2\Delta_8} \sim R^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$$

$$\beta_{16} = \frac{2\alpha_{16} - B^{-2}_{4\cdot0\cdot2}}{\Delta_2\Delta_8} \sim R^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$$

$$\gamma_{14} = \alpha_{14} - 2\beta_{14} + G_1 \qquad \gamma_{15} = \alpha_{15} - 2\beta_{15} + G_2 \qquad \gamma_{16} = \alpha_{16} - 2\beta_{16}$$

$$2\delta\gamma'_{14} = \gamma_{14} + \lambda_3\gamma_2 \sim 2\delta W^{-2}_{4\cdot2\cdot0} \qquad 2\delta\gamma'_{15} = \gamma_{15} + 2\lambda_3\gamma_3 \sim 2\delta W^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$$

$$2\delta\gamma'_{16} = \gamma_{16} + \lambda_4\gamma_3 \sim 2\delta W^{-2}_{4\cdot0\cdot2} \qquad \gamma_{20} = \frac{S^{+2}_{2\cdot2\cdot0} - 2R^{+2}_{2\cdot2\cdot0} - \beta_1 + 3R^{+1}_{2\cdot1\cdot0} - S^{+1}_{2\cdot1\cdot0} + \frac{3}{4}\alpha_1}{2(1-\mu)+2} \sim W^{+2}_{2\cdot2\cdot0}.$$

Alle anderen Koeffizienten sind nach Br. I Theorie der gewöhnlichen Planeten zu rechnen aus der auch die Kenntnis der hier nicht weiter erörterten Symbole $A^{\pm i}_{k.l.m}$, $B^{\pm i}_{k.l.m}$, $S^{\pm i}_{k.l.m}$ etc. zu erlangen ist.

Die von der Neigung herrührenden charakteristischen Glieder ersten und zweiten Grades sowie auch einige andere hier nicht aufgeführte charakteristische Glieder werden gleichfalls nach den Formeln für gewöhnliche Planeten gerechnet.

---

4. Bei der Berechnung der Glieder nullten und ersten Grades ist noch die Kenntnis einiger q-, p- und z-Koeffizienten erforderlich, deren Gleichungen ich bereits früher in der Theorie der kleinen Planeten vom Hekuba-Typus abgeleitet habe und welche hier noch einmal angegeben werden sollen, soweit sie nicht aus Br. I bekannt sind.

Für die Methode I und II werden folgende Grössen gemeinsam gebraucht:

36)
$$q_1^{(0)} = A_{2\cdot0\cdot0}$$
$$q_1^{(1)} = \tfrac{1}{2} A_{4\cdot0\cdot0}^{1\cdot0} - 2 A_{4\cdot0\cdot0}$$
$$q_2^{(0)} = A_{2\cdot1\cdot0}^{-1}$$
$$q_2^{(1)} = \tfrac{1}{2} A_{4\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} - 2 A_{4\cdot1\cdot0}^{-1} + \tfrac{3}{2} A_{4\cdot0\cdot0}$$
$$q_3^{(0)} = A_{2\cdot0\cdot1}^{-1}$$
$$q_3^{(1)} = -\tfrac{1}{2} A_{0\cdot0\cdot1}^{+1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} A_{4\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} - 2 A_{4\cdot0\cdot1}^{-1}$$

$$p_0^{(0)} = B_{0\cdot0\cdot0}$$
$$p_0^{(1)} = \tfrac{1}{2} B_{2\cdot0\cdot0}^{1\cdot0} - B_{2\cdot0\cdot0}$$
$$p_1^{(0)} = B_{2\cdot0\cdot0}$$
$$p_1^{(1)} = B_{0\cdot0\cdot0}^{1\cdot0} + \tfrac{1}{2} B_{4\cdot0\cdot0}^{1\cdot0} - 2 B_{4\cdot0\cdot0}$$

Für Methode I werden ausserdem noch benötigt:

)
$$q_2^{(4)} = -\tfrac{1}{2} A_{2\cdot0\cdot0}^{1\cdot0} + A_{2\cdot0\cdot0}$$
$$q_4^{(0)} = A_{4\cdot1\cdot0}^{-1}$$
$$q_4^{(1)} = \tfrac{1}{2} A_{2\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} A_{6\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} + A_{2\cdot1\cdot0}^{-1} + \tfrac{9}{4} A_{6\cdot0\cdot0} - 3 A_{6\cdot1\cdot0}^{-1}$$
$$q_4^{(2)} = \tfrac{1}{2} A_{2\cdot0\cdot0}^{1\cdot0}$$
$$q_5^{(0)} = A_{4\cdot0\cdot1}^{-1}$$
$$q_5^{(1)} = \tfrac{1}{2} A_{2\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} A_{6\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} + A_{2\cdot0\cdot1}^{-1} - 3 A_{6\cdot0\cdot1}^{-1}$$
$$r_1^{(0)} = A_{4\cdot0\cdot0}$$
$$r_1^{(1)} = \tfrac{1}{2} A_{2\cdot0\cdot0}^{1\cdot0} + \tfrac{1}{2} A_{6\cdot0\cdot0}^{1\cdot0} + A_{2\cdot0\cdot0} - 3 A_{6\cdot0\cdot0}$$
$$\mathfrak{q}_1^{(1)} = \tfrac{1}{2} A_{2\cdot1\cdot0}^{+1\cdot1\cdot0} - \tfrac{1}{2} A_{2\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} - A_{2\cdot1\cdot0}^{+1} + A_{2\cdot1\cdot0}^{-1} - \tfrac{3}{4} A_{2\cdot0\cdot0}$$
$$\mathfrak{q}_2^{(0)} = A_{0\cdot0\cdot1}^{+1}$$
$$\mathfrak{q}_2^{(1)} = \tfrac{1}{2} A_{2\cdot0\cdot1}^{+1\cdot1\cdot0} - \tfrac{1}{2} A_{2\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} - A_{2\cdot0\cdot1}^{+1} + A_{2\cdot0\cdot1}^{-1}$$

$$p_2^{(0)} = B_{2\cdot1\cdot0}^{-1}$$
$$p_2^{(1)} = \tfrac{1}{2} B_{0\cdot1\cdot0}^{+1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} B_{4\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} - 2 B_{4\cdot1\cdot0}^{-1} + \tfrac{3}{2} B_{4\cdot0\cdot0}$$
$$p_2^{(2)} = B_{0\cdot0\cdot0}^{1\cdot0}$$
$$p_3^{(0)} = B_{2\cdot0\cdot1}^{-1}$$
$$p_3^{(1)} = \tfrac{1}{2} B_{0\cdot0\cdot1}^{+1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} B_{4\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} - 2 B_{4\cdot0\cdot1}^{-1}$$
$$p_4^{(0)} = B_{4\cdot1\cdot0}^{-1}$$
$$p_4^{(1)} = \tfrac{1}{2} B_{2\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} B_{6\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} + B_{2\cdot1\cdot0}^{-1} - 3 B_{6\cdot1\cdot0}^{-1} + \tfrac{9}{4} B_{6\cdot0\cdot0}$$
$$p_4^{(2)} = \tfrac{1}{2} B_{2\cdot0\cdot0}^{1\cdot0}$$
$$p_5^{(0)} = B_{4\cdot0\cdot1}^{-1}$$
$$p_5^{(1)} = \tfrac{1}{2} B_{2\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} B_{6\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} + B_{2\cdot0\cdot1}^{-1} - 3 B_{6\cdot0\cdot1}^{-1}$$
$$\mathfrak{p}_1^{(0)} = B_{0\cdot1\cdot0}^{+1}$$
$$\mathfrak{p}_1^{(1)} = \tfrac{1}{2} B_{2\cdot1\cdot0}^{+1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} B_{2\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} - B_{2\cdot1\cdot0}^{+1} - B_{2\cdot1\cdot0}^{-1} + \tfrac{3}{4} B_{2\cdot0\cdot0}$$
$$\mathfrak{p}_1^{(4)} = \tfrac{1}{2} B_{4\cdot0\cdot0}^{1\cdot0} - 2 B_{4\cdot0\cdot0}$$
$$\mathfrak{p}_2^{(0)} = B_{0\cdot0\cdot1}^{+1}$$
$$\mathfrak{p}_2^{(1)} = \tfrac{1}{2} B_{2\cdot0\cdot1}^{+1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} B_{2\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} - B_{2\cdot0\cdot1}^{+1} - B_{2\cdot0\cdot1}^{-1}$$

$$z_1^{(0)} = C_{4\cdot1\cdot0}^{-1}$$
$$z_1^{I} = \tfrac{1}{2} C_{2\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} C_{6\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} + C_{2\cdot1\cdot0}^{-1} - 3 C_{6\cdot1\cdot0}^{-1}$$
$$z_1^{(1)} = C_{0\cdot0\cdot0}^{0\cdot1}$$
$$z_2^{(0)} = C_{4\cdot0\cdot1}^{-1}$$
$$z_2^{I} = \tfrac{1}{2} C_{2\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} + \tfrac{1}{2} C_{6\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} + C_{2\cdot0\cdot1}^{-1} - 3 C_{6\cdot0\cdot1}^{-1}$$

$$\mathfrak{z}_1^{(0)} = C_{0\cdot1\cdot0}^{+1}$$
$$\mathfrak{z}_1^{I} = \tfrac{1}{2} C_{2\cdot1\cdot0}^{+1\cdot1\cdot0} - \tfrac{1}{2} C_{2\cdot1\cdot0}^{-1\cdot1\cdot0} - C_{2\cdot1\cdot0}^{+1} + C_{2\cdot1\cdot0}^{-1}$$
$$\mathfrak{z}_1^{(1)} = -\tfrac{1}{2} C_{4\cdot0\cdot0}^{0\cdot1}$$
$$\mathfrak{z}_2^{(0)} = C_{0\cdot0\cdot1}^{+1}$$
$$\mathfrak{z}_2^{I} = \tfrac{1}{2} C_{2\cdot0\cdot1}^{+1\cdot1\cdot0} - \tfrac{1}{2} C_{2\cdot0\cdot1}^{-1\cdot1\cdot0} - C_{2\cdot0\cdot1}^{+1} + C_{2\cdot0\cdot1}^{-1}$$

Damit rechnet man für Methode I:

38)
$$q_1 = q_1^{(0)} + q_1^{(1)} \beta_1$$
$$q_4 = q_4^{(0)} + q_4^{(1)} \beta_1 + q_4^{(2)} \beta_2$$
$$q_5 = q_5^{(0)} + q_5^{(1)} \beta_1 + q_4^{(2)} \beta_3$$

$$p_1 = p_1^{(0)} + p_1^{(1)} \beta_1$$
$$p_4 = p_4^{(0)} + p_4^{(1)} \beta_1 + p_4^{(2)} \beta_2 + p_2^{(2)} \beta_4$$
$$p_5 = p_5^{(0)} + p_5^{(1)} \beta_1 + p_4^{(2)} \beta_3 + p_2^{(2)} \beta_5$$

38)
$$\begin{aligned} r_1 &= r_1^{(0)} + r_1^{(1)}\beta_1 \\ q_1 &= q_1^{(1)}\beta_1 + q_4^{(2)}\beta_2 + q_1^{(1)}\beta_4 \\ q_2 &= q_2^{(0)} + q_2^{(1)}\beta_1 + q_4^{(2)}\beta_3 + q_1^{(1)}\beta_5 \end{aligned} \qquad \begin{aligned} p_1 &= p_1^{(0)} + p_1^{(1)}\beta_1 + p_4^{(2)}\beta_2 + p_1^{(4)}\beta_4 \\ p_2 &= p_2^{(0)} + p_2^{(1)}\beta_1 + p_4^{(2)}\beta_3 + p_1^{(4)}\beta_5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \delta_1^{(0)} + \delta_1^{I}\beta_1 + \delta_1^{(1)}\zeta_1 \\ \delta_2 &= \delta_2^{(0)} + \delta_2^{I}\beta_1 + \delta_1^{(1)}\zeta_2. \end{aligned}$$

Für Methode II hingegen ist nur zu rechnen:

39)
$$q_1 = q_1^{(0)} + q_1^{(0)}\beta_1 \qquad q_2 = q_2^{(0)} + q_2^{(1)}\beta_1 \qquad q_3 = q_3^{(0)} + q_3^{(1)}\beta_1$$
$$p_1 = p_1^{(0)} + p_1^{(1)}\beta_1.$$

Damit wären alle für den hier betrachteten Fall schwachcharakteristischer Planeten nötigen Rechnungsformeln gegeben. Die in diesen Gleichungen auftretenden A-, B- und C-Koeffizienten sind, soweit sie sich nicht in den Gyldénschen [1]) Hilfstafeln finden, entweder nach den in Br. I gegebenen Formeln zu rechnen oder unter Benutzung der in Tafel I gegebenen Verwandlungstabelle direkt aus den von Gyldén tabulierten γ-Transzendenten unter Benntzung der Masalschen [2]) Faktorentafeln. Die von der Neigung herrührenden $\overline{A}$-, $\overline{B}$- und C-Koeffizienten können aus den Formeln der Tafel II unter Benutzung der in Tafel III gegebenen Faktorentabelle ermittelt werden.

---

5. Die Berechnung der in den vorigen Abschnitten mitgeteilten Formeln für die Hauptstörungen ist immerhin noch eine recht langwierige Arbeit, weil die bisher für diese Zwecke veröffentlichten Hilfstafeln keine grosse Erleichterung gewähren. Ausserdem ist dann noch eine erhebliche Rechenarbeit bei der Untersuchung der genäherten Bewegung eines Planetoiden dadurch zu leisten, dass mit Hilfe der Störungsausdrücke die absoluten Elemente ermittelt werden müssen und schliesslich ist noch die spezielle Bewegungstafel aufzustellen.

Aus diesem Grunde empfiehlt es sich wohl von dem Vorteile der absoluten Störungstheorien, nämlich ihrer weitgehenden Tabulierungsmöglichkeit, ausgiebigeren Gebrauch zu machen und die Störungen selbst, nicht nur die Hilfsgrössen zu ihrer Berechnung, zu tabulieren. In geringerem Umfange hat dies bereits Masal [3]) getan, indem er die wichtigsten Störungen nullten und ersten

---

1) H. Gyldén: Hülfstafeln zur Berechnung der Hauptungleichheiten in den absoluten Bewegungstheorien der kleinen Planeten. Leipzig 1896.

2) H. Masal: Formeln und Tafeln zur Berechnung der absoluten Störungen der Planeten. K. Svenska Akad. Handlingar. Bd. XXIII, 7. Stockholm 1889.

3) H. Masal: Tables des perturbations du premier ordre des petites planètes par Jupiter. I. Partie. Les perturbations du premier degré. Astronomiska Jakttagelser och Undersökningar anställda på Stockholms Observatorium. Bd. V, No. 3. Stockholm.

Grades durch Jupiter für die Logarithmen der Verhältnisse der Halbachsen von 9.600 bis 9.850 tabuliert hat. Selbstverständlich ist bei diesen abgekürzten Tafeln auf die charakteristischen Planeten keine Rücksicht genommen, sondern nur nach den Formeln für gewöhnliche Planeten gerechnet worden. Im umfangreicheren Maße lässt Herr Brendel jetzt ähnliche Tafeln für gewöhnliche und charakteristische Planeten und $\lg \alpha = 9.600 - 750$ rechnen.

Der Umstand nun, dass von den verschiedenen Typen gerade im Hekubatypus die grösste Zahl charakteristischer Planeten uns bekannt ist, scheint mir die Mühe zu verlohnen für diesen Typus auch die charakteristischen Störungsbeträge nach der Gyldén-Brendelschen Theorie mit einer für die genäherte Darstellung des Planetenortes auf $\pm 1'$ ausreichenden Genauigkeit zu tabulieren. Für den Hekubatypus ist übrigens die Tabulierung der charakteristischen Glieder nullten bis zweiten Grades nach Herrn Backlunds Theorie durch Herrn Jwanow[1]) bereits erfolgt. Entsprechend Herrn Backlunds Untersuchungen ist aber dort das Hauptgewicht auf die Ermittelung der elementaren und der charakteristischen Glieder allein gelegt, während die gewöhnlichen Glieder, welche teilweise auch erhebliche Beträge erreichen, gar nicht berechnet sind. Schliesslich hat auch noch Herr von Zeipel[2]) nach der Hansen-Bohlinschen Methode für die Planeten vom Hekuba-Typus (mittlere Bewegung 550″ bis 650″) Hilfstafeln berechnet, welche die Berechnung der Hauptstörungen nullten bis dritten Grades erleichtern.

Wie schon im Vorworte gesagt wurde sollen die hier veröffentlichten Rechnungen der Hauptstörungen für die Planeten mit der mittleren Bewegung $n = 650''$ bis $653''$ als Vorarbeit für die Tabulierung der wichtigsten Störungen der ganzen Hekubagruppe dienen. Sie sollen Aufschluss geben über die Grösse der charakteristischen Glieder bei schwachcharakteristischen Planeten sowie über den Einfluss der zweiten Potenz der Masse und die Wichtigkeit der exargumentalen Teile. Auch wollte ich mir hierdurch eine Anschauung über die Wahl eines geeigneten Argumentintervalles für die Tafeln bilden. Der Bereich $n = 650''$ bis $653''$ war insofern gewählt worden, weil er einmal genügend weit von der Lücke im Hekuba-Typus ($n_1 = 593''.3$ bis $603''.8$ nach Br. I pg. 128) abliegt und weil die Bewegung zweier Planeten, für welche im Berliner Recheninstitut bereits definitive elliptische Bahnen fertig vorliegen, dann sofort mit dieser kleinen Tafel untersucht werden konnte.

Unter Annahme von $\lg a' = 0.716237$ für die grosse Halbachse der Leverrierschen Jupitersellipse erhält man

---

1) A. Jwanow: Hilfstafeln zur Berechnung angenäherter Bahnen der kleinen Planeten vom Hekuba-Typus. Bulletin de l'Académie Imp. d. Sciences d. St.-Pétersbourg. T. X, No. 1. St. Petersburg 1899.

2) H. von Zeipel: Angenäherte Jupiterstörungen für die Hekuba-Gruppe. Mémoires de l'Académie Imp. d. Sciences de St.-Pétersbourg. VIII. Série. Vol. XII, No. 11. St. Petersburg 1902.

entsprechend $n = 650''$ für $\lg \alpha = 9.775159$
„ $n = 651''$ für $\lg \alpha = 9.774714$
„ $n = 652''$ für $\lg \alpha = 9.774269$
„ $n = 653''$ für $\lg \alpha = 9.773825.$

Mit diesen Werten von $\lg \alpha$ wurden die für die Rechnung nötigen $\gamma_{\varkappa}^{\sigma.n}$ aus den Gyldénschen Tafeln entnommen, ebenso die $A_{l.m.n}^{\pm k.i.j}$ und $B_{l.m.n}^{\pm k.i.j}$ (in Brendelscher Bezeichnung) soweit sie dort tabuliert sind. Die übrigen A- und B-Koeffizienten wurden direkt aus den γ-Transzendenten nach Masals Formeln gerechnet, die $\overline{A}$-, $\overline{B}$- und C-Koeffizienten in dem von der Neigung herrührenden Teile der Störungsfunktion nach ähnlichen Formeln, welche ich bereits früher mir abgeleitet hatte und welche am Schluss nebst Hilfstafeln als Fortsetzung der Masalschen Faktorentafeln in Tafel II und III gegeben sind. Tafel I enthält eine Uebersicht über die Koeffizientenbezeichnung in der Entwicklung der Störungsfunktion in den verschiedenen Arbeiten Gyldéns, Masals und Brendels und dürfte bei dem Gebrauche der Gyldénschen und Masalschen Tafeln für die Brendelsche Theorie von Nutzen sein.

Die Resultate der Ermittelung der A-, B und C-Koeffizienten befinden sich in Tafel IV und sind durchweg als Logarithmen und in absoluter Zahl gegeben und bereits mit der Jupitermasse ($\lg m' = 6.979639$) multipliziert. Die numerischen Werte der Formeln (36) und (37) sind in Tafel V gegeben.

Hinsichtlich der Berechnung dieser Koeffizienten will ich noch bemerken, dass ihre direkte Ermittelung aus den γ-Transzendenten mir noch am einfachsten erscheint, wenigstens solange keine vollständigeren Hilfstafeln für die von Gyldén in seinen späteren Arbeiten eingeführten ϑ-Transzendenten[1]) vorliegen. Auch bei Ausdehnung der Entwicklungen auf den vierten Grad von Exzentrizität und Neigung bleiben die Formeln noch verhältnismässig übersichtlich und gut berechenbar. Es müssten dann allerdings die Masalschen Tafeln erweitert, eine durchsichtigere abkürzende Bezeichnung eingeführt und die Formeln etwas transformiert werden. Ich hoffe in einer späteren Arbeit, welche die Weiterführung der Brendelschen Entwicklungen bis zum vierten Grade inkl. und weitere Untersuchungen über Planet (108) Hekuba enthalten soll, eingehender darauf zurückzukommen.

Die in Br. I gegebene indirekte Methode der Berechnung der A-, B-, C-Grössen aus den Zwischenfunktionen $\Omega, \overline{\Omega}'$ sowie Q, P, X und Y erscheint mir nur dann bequemer, wenn ausgedehntere Hilfstafeln für diese Funktionen vorliegen, deren Berechnung gleichfalls Herr Brendel jetzt ausführen lässt.

Nunmehr kann in die Berechnung der Störungsglieder selbst eingetreten werden. Die Details dieser Ermittelungen will ich hier übergehen, da sie eingehender in meiner Arbeit über (108) Hekuba im III. Kapitel dargelegt sind. Die bei dieser Rechnung nötigen Werte der Divisoren und Hilfsgrössen befinden

1) H. Gyldén: Traité analytique des orbites absolues des huit planètes principales. T. I, pg. 392. Stockholm 1893.

sich in Tafel VI, während die Störungsbeträge nullten, ersten und zweiten Grades selbst in Tafel VII gegeben sind. Zu bemerken wäre nur dass dort auch für die charakteristischen Koeffizienten die in Br. I angewandte Bezeichnung benutzt ist und dass die elementaren Glieder zweiten Grades der Form A weder in säkularer nach periodischer Form gegeben sind. Vielmehr rührt der säkulare Teil $\mathrm{p}.V = [\gamma + \gamma_0]v$ allein von dem nullten Grade und von den exargumentalen Gliedern zweiten Grades her, wo γ aus Formel (4) bekannt ist, während γ_0 aus der in Tafel VII gegebenen kleinen Tabelle nach der Formel

40) $$\gamma_0 = (\mathrm{I}) + (\mathrm{II}).x^2$$

zusammengesetzt wird.

---

6. Ehe wir nun zur speziellen Untersuchung der Planeten (86) Semele und (223) Rosa schreiten, sollen noch einige allgemeine Bemerkungen über den Umfang von Störungstafeln der Hekubagruppe und über die Genauigkeit der Ermittelung der charakteristischen Glieder hier angeknüpft werden. Als Einheit des Arguments ist bei den Tafeln IV—VII die Sekunde der Bewegungskonstante n gewählt worden, was bei den Planeten der Hekubagruppe ungefähr 0.0004 bis 0.0005 im $\lg \alpha$ entspricht und deswegen den Vorteil eines engeren Intervalls bietet. Ein Blick auf Tafel VII zeigt, dass bei den grossen charakteristischen Gliedern das Intervall nicht zu eng ist und dass es sich hier empfiehlt, wenn man die Tafel mit $\lg \alpha$ als Argument geben will, bei den grössten Gliedern 0,0001 im $\lg \alpha$ als Einheit zu nehmen, während bei der Mehrzahl der Glieder 0,001 ausreicht und bei den wenig veränderlichen und sehr kleinen Gliedern sogar 0,01 gewählt werden kann.

Zur Feststellung der Genauigkeit, mit welcher die charakteristischen und kurzperiodisch elementaren Glieder zu ermitteln sind, wurden dieselben für $n = 650''$ einmal nach den Formeln der ersten Methode (Abschnitt 2), sodann nach der zweiten Methode (Abschnitt 3) und schliesslich nach Br. I Theorie der gewöhnlichen Planeten gerechnet. Die numerischen Werte aller drei Rechnungsarten sind hier zum Vergleich angeführt und mit Ch. Pl. I für Methode I, Ch. Pl. II für Methode II, Gw. Pl. für die Formeln der gewöhnlichen Planeten bezeichnet. Zwecks besserer Vergleichbarkeit wurden die Glieder ersten und zweiten Grades gleich auf ihre wirkliche Grösse reduziert und auf soviel Dezimalen abgerundet wie für eine genäherte absolute Bahn ausreicht. Für Exzentrizität und Sinus der Neigung des gestörten Planeten wurde dabei 0,1 als Grössenordnung angenommen, was ca. 6^0 im Bogenmass entspricht und für den Durchschnitt der kleinen Planeten des Hekubatypus zutrifft. Für die elliptische Jupitersbewegung wurden die Leverrierschen Werte angenommen, nämlich $\lg \eta' = 8.68351$ und $\lg \sin j' = 8.35961$ und mit den Koeffizienten der Störungsgleichungen vereinigt.

41)

	Ch. Pl. I	Ch. Pl. II	Gw. Pl.
		Nullter Grad.	
$R_{2\cdot0\cdot0}$		+ 0.00658	+ 0.00671
$W_{2\cdot0\cdot0}$		− 0º716	− 0º731
$W_{4\cdot0\cdot0}$	− 0º006	− 0º006	− 0º008
		Erster Grad.	
$\eta\ R^{-1}_{2\cdot1\cdot0}$	+ 0.00293	+ 0.00289	+ 0.00298
$\eta'\ R^{-1}_{2\cdot0\cdot1}$	− 0.00024	− 0.00022	− 0.00027
$\eta\ R^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$	− 0.00078	− 0.00075	
$\eta'\ R^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$	+ 0.00057	+ 0.00058	
$\eta\ W^{-1}_{2\cdot1\cdot0}$	− 1º738	− 1º734	− 1º793
$\eta'\ W^{-1}_{2\cdot0\cdot1}$	+ 0º276	+ 0º262	+ 0º311
$\eta\ W^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$	+ 0º085	+ 0º082	+ 0º080
$\eta'\ W^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$	− 0º060	− 0º061	− 0º061
$\sin j\ Z^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$	− 0.00009	− 0.00010	
$\sin j'\ Z^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$	+ 0.00002	+ 0.00002	
$\lg \varkappa_1$	8.45865	8.48755	8.53324
$\lg \varsigma$	6.6396	6.6262	6.5405
$\lg \sin \iota_1$	8.35962	8.35961	
$\lg \tau$	6.5218	6.5403	
		Zweiter Grad.	
$\eta^2\ R_{2\cdot2\cdot0}$	+ 0.00015	+ 0.00013	
$\eta\eta'\ R^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	− 0.00008	− 0.00007	
$\eta\eta'\ R^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	+ 0.00004	+ 0.00004	
$\eta'^2\ R_{2\cdot0\cdot2}$	− 0.00001	− 0.00002	
$\eta^2\ R^{-2}_{2\cdot2\cdot0}$	+ 0.00017	+ 0.00019	
$\eta\eta'\ R^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	+ 0.00006	+ 0.00004	
$\eta'^2\ R^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$	− 0.00003	− 0.00002	
$\eta^2\ R^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$	− 0.00040	− 0.00040	− 0.00038
$\eta\eta'\ R^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$	+ 0.00045	+ 0.00045	+ 0.00044
$\eta'^2\ R^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	− 0.00012	− 0.00012	− 0.00012
$\eta^2\ R^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	+ 0.00012	+ 0.00010	
$\eta\eta'\ R^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	− 0.00018	− 0.00016	
$\eta'^2\ R^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$	+ 0.00007	+ 0.00006	
$\eta^2\ W_{2\cdot2\cdot0}$	+ 0º012	+ 0º014	+ 0º015
$\eta\eta'\ W^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	+ 0º006	+ 0º004	+ 0º003
$\eta\eta'\ W^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	− 0º005	− 0º005	
$\eta'^2\ W_{2\cdot0\cdot2}$	+ 0º002	+ 0º002	
$\eta^2\ W^{-2}_{2\cdot2\cdot0}$	− 0º013	− 0º011	− 0º012
$\eta\eta'\ W^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	+ 0º011	+ 0º008	+ 0º009
$\eta'^2\ W^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$	− 0º004	− 0º003	
$\eta^2\ W^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$	+ 0º148	+ 0º152	+ 0º126
$\eta\eta'\ W^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$	− 0º191	− 0º189	− 0º183
$\eta'^2\ W^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	+ 0º066	+ 0º066	+ 0º065
$\eta^2\ W^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	− 0º012	− 0º011	
$\eta\eta'\ W^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	+ 0º018	+ 0º017	
$\eta'^2\ W^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$	− 0º007	− 0º006	

Die zwischen zwei Spalten stehenden Zahlen sollen anzeigen, dass die Berechnungsart bei beiden Methoden die gleiche ist.

Aus dieser Tabelle geht deutlich hervor, dass es bereits für die Planeten in der Gegend $n = 650''$ ausreicht nach der abgekürzten Methode II zu rechnen, während dagegen die Formeln für gewöhnliche Planeten noch zu ungenau sind, die exargumentalen Teile also noch nicht vernachlässigt werden dürfen. Dies wird wahrscheinlich erst in der Gegend $n = 680''$ möglich sein, wo der kleinste bei der Integration der charakteristischen Glieder auftretende Divisor $\delta = 0.14$ wird gegen 0.08 in unserem Falle.

Zweites Kapitel.

Ableitung genäherter absoluter Elemente für die Planeten (86) Semele und (223) Rosa.

1. Zur Ermittelung der absoluten Elemente wurde hier gleichfalls das in meiner Arbeit über die genäherte Hekubabewegung Kap. 4 auseinandergesetzte Brendelsche Verfahren benutzt. Es besteht in seinen Grundzügen ja darin für drei zeitlich möglichst auseinanderliegende Epochen aus den Werten der oskulierenden elliptischen Elemente die absoluten Konstanten zu ermitteln unter gleichzeitiger Einführung von Korrektionen für die dabei benutzten Störungsausdrücke. Wenn nun die elliptische Bahn durch eine grössere Anzahl von Erscheinungen genügend sicher festgelegt und ausgeglichen ist, wie es bei den hier benutzten definitiven Bahnen von (86) Semele und (223) Rosa der Fall war, genügt diese Methode vollständig zur Erlangung einwandfreier Konstanten und macht eine weitere Ausgleichungsrechnung unnötig.

Da ferner die definitive elliptische Bahn an alle beobachteten Erscheinungen angeschlossen ist, so kann eine Ausgleichung der absoluten Elemente nur noch etwaige Rechenfehler in den Störungsausdrücken beseitigen oder aber empirisch den Einfluss der vernachlässigten Ungleichheiten berücksichtigen. Ein allzugrosses Gewicht soll man aber auf diese so gewonnenen Resultate nicht legen, denn durch dieses interpolatorische Verfahren lassen sich wohl Elemente gewinnen, welche die Bahn für die Beobachtungen besser geben, nicht aber überhaupt für grössere Zeiträume darüber hinaus, es sei denn die Ausgleichung erstrecke sich auf viele günstig verteilte und einen langen Zeitraum umspannende Erscheinungen, sodass

der Einfluss der vernachlässigten Störungen als ein zufälliger und nicht mehr systematischer Fehler angesehen werden kann. Trifft dies nicht zu, so können unter Umständen die durch die Ausgleichung relativ verbesserten Konstanten in Wirklichkeit systematisch verfälscht sein. Man sollte daher eine Elementenverbesserung durch Ausgleichung jedenfalls erst dann vornehmen — wenn man sie nicht etwa als Kontrolle für die Rechnung benutzen will — sobald der Zeitraum der hierzu verwandten Beobachtungen ungefähr der Periode des grössten charakteristischen Gliedes gleichkommt, das sind bei einem Planeten mit der mittleren Bewegung von 660″ ungefähr 55 Jahre. In dieser Zeit wechselt auch das grösste Störungsglied mehrmals das Zeichen und es ist dann die systematische Beeinflussung eines grösseren vernachlässigten Störungsbetrages nicht mehr zu befürchten.

Da sich bei Semele der Zeitraum der Beobachtungen erst über 31 Jahre erstreckt — von einer mir erst nach Ermittelung der absoluten Elemente bekannt gewordenen Beobachtung des Jahres 1903 abgesehen — und bei Rosa nur über 10 Jahre, so wurde aus diesem Grunde von einer Ausgleichung abgesehen.

---

2. Als Grundlage der Konstantenbestimmung für (86) Semele wurden die elliptischen Elemente gewählt, welche Herr Riem im Berliner Recheninstitute durch eine definitive Bearbeitung gewonnen hat, während für (223) Rosa die von Herrn Bauschinger abgeleitete definitive elliptische Bahn benutzt wurde.

Ich möchte an dieser Stelle nicht unterlassen Herrn Bauschinger für die Liebenswürdigkeit, mit der er mir das bisher nicht veröffentlichte Material über diese Bahnen zur Verfügung stellte, aufrichtigst zu danken.

Es wurden nun zunächst für Semele die Mittelwerte von 7 oskulierenden den Zeitraum 1866 bis 1896 umfassenden Elementensystemen als genäherte absolute Konstanten zur Rechnung der nötigen Störungsausdrücke benutzt. Sie lauten:

$$42)\quad \left.\begin{array}{llll} \lg a_0 = 0.492463 & \lg \eta = \lg(\eta_0 . \gamma) = 9.33149\,\gamma & \Pi_0 = 28^\circ.701 \\ n_0 = 647''.610 & \lg \sin j = \lg(\sin j_0 . \varepsilon) = 8.92191\,\varepsilon & \sigma_0 = 87^\circ.534 \end{array}\right\} \text{Aeq. } 1850.0$$

$$L_0 = +19^\circ.558 \qquad \text{Epoche } 1876 \text{ Sept. } 26.0.$$

Für Jupiter wurden für die gleiche Epoche Leverriers elliptische Elemente benutzt:

$$43)\quad \left.\begin{array}{lll} \lg a' = 0.716237 & \lg e' = 8.68351 & \pi' = 11^\circ.916 \\ n' = 299''.1286 & \lg \sin i' = 8.35961 & \Omega' = 98^\circ.938 \end{array}\right\} \text{Aeq. } 1850.0$$

$$L' = +251^\circ.485.$$

Mit dem obigen Näherungswerte $n_0 = 647''.6$ wurden dann die Störungen aus Tafel VII extrapoliert und die folgenden Gleichungen für die Funktionen R, W und Z aufgestellt, welche bereits mit obigen Werten für Exzentrizität und Neigung sowie mit der störenden Masse ausmultipliziert sind:

44) $R =$ [5.72250]
+ [6.7892$_n$] cos w
+ [7.84173] cos $2w$
+ [6.6131] cos $3w$
+ [6.03686] cos $4w$
+ [5.5847] cos $5w$
+ [5.6343$_n$] cos $(w - \mathrm{v}_1)$
+ [6.39044$_n$] cos $(2w - \mathrm{v}_1)$
+ [6.6814$_n$] cos $(3w - \mathrm{v}_1)$
+ [6.78405] cos $(4w - \mathrm{v}_1)$
+ [5.8963] (cos $(5w - \mathrm{v}_1)$
+ [6.0858$_n$] cos $(4w - 2\mathrm{v}_1)$
+ [5.945$_n$] cos $(5w - 2\mathrm{v}_1)$
+ [5.8559] cos $(6w - 2\mathrm{v}_1)$
+ [6.0221$_n$] γ cos $(w + \mathrm{v})$
+ [5.8579$_n$] γ cos $(2w + \mathrm{v})$
+ [5.7716$_n$] γ cos $(w - \mathrm{v})$
+ [7.81957] γ cos $(2w - \mathrm{v})$
+ [7.2157] γ cos $(3w - \mathrm{v})$
+ [7.25338$_n$] γ cos $(4w - \mathrm{v})$
+ [6.2884$_n$] γ cos $(5w - \mathrm{v})$
+ [5.78025$_n$] γ cos $(6w - \mathrm{v})$
+ [6.2914$_n$] γ cos $(2w + \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [5.9579] γ cos $(2w - \mathrm{v} + \mathrm{v}_1)$
+ [6.1212] γ cos $(2w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [6.392$_n$] γ cos $(3w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [7.0067] γ cos $(4w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [6.748] γ cos $(5w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [6.6109$_n$] γ cos $(6w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [6.8774] γ^2 cos $2w$
+ [6.9164] γ^2 cos $(2w - 2\mathrm{v})$
+ [6.805] γ^2 cos $(3w - 2\mathrm{v})$
+ [7.2919$_n$] γ^2 cos $(4w - 2\mathrm{v})$
+ [6.938$_n$] γ^2 cos $(5w - 2\mathrm{v})$
+ [6.7680] γ^2 cos $(6w - 2\mathrm{v})$
+ [5.5217] ε cos $(2w + \mathfrak{v} - \mathfrak{v}_1)$
+ [5.9853$_n$] ε^2 cos $2w$
+ [5.5373$_n$] ε^2 cos $(2w - 2\mathfrak{v})$

---

45) $W =$ [6.4144] v
+ [9.0767] sin w
+ [9.87958$_n$] sin $2w$
+ [8.5462$_n$] sin $3w$
+ [7.7996$_n$] sin $4w$
+ [7.4262$_n$] sin $5w$
+ [8.0291$_n$] sin $(w - \mathrm{v}_1)$
+ [9.47764] sin $(2w - \mathrm{v}_1)$
+ [8.9017] sin $(3w - \mathrm{v}_1)$
+ [8.80441$_n$] sin $(4w - \mathrm{v}_1)$
+ [7.8196$_n$] sin $(5w - \mathrm{v}_1)$
+ [7.5850$_n$] sin $(2w - 2\mathrm{v}_1)$
+ [8.8575] sin $(4w - 2\mathrm{v}_1)$
+ [8.127] sin $(5w - 2\mathrm{v}_1)$
+ [7.8549$_n$] sin $(6w - 2\mathrm{v}_1)$
+ [7.8322] γ sin v
+ [7.7249$_n$] γ sin $(w + \mathrm{v})$
+ [9.11621] γ sin $(2w + \mathrm{v})$
+ [7.9281] γ sin $(3w + \mathrm{v})$
+ [7.3782] γ sin $(4w + \mathrm{v})$
+ [8.6314] γ sin $(w - \mathrm{v})$
+ [0.62141$_n$] γ sin $(2w - \mathrm{v})$
+ [9.3833$_n$] γ sin $(3w - \mathrm{v})$
+ [9.29521] γ sin $(4w - \mathrm{v})$
+ [8.2495] γ sin $(5w - \mathrm{v})$
+ [7.6072] γ sin $(6w - \mathrm{v})$
+ [8.1404] γ sin $(2w + \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [8.0571] γ sin $(4w + \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [8.0116$_n$] γ sin $(2w - \mathrm{v} + \mathrm{v}_1)$
+ [8.4033] γ sin $(2w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [8.039$_n$] γ sin $(3w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [9.6546$_n$] γ sin $(4w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [8.900$_n$] γ sin $(5w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [8.6222] γ sin $(6w - \mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [8.7341] γ^2 sin $2w$
+ [8.5272$_n$] γ^2 sin $4w$
+ [8.2891$_n$] γ^2 sin $(2w + 2\mathrm{v})$
+ [8.8182$_n$] γ^2 sin $(2w - 2\mathrm{v})$
+ [7.841] γ^2 sin $(3w - 2\mathrm{v})$
+ [9.8777] γ^2 sin $(4w - 2\mathrm{v})$
+ [9.070] γ^2 sin $(5w - 2\mathrm{v})$
+ [8.7869$_n$] γ^2 sin $(6w - 2\mathrm{v})$
+ [7.5576$_n$] ε sin $(2w + \mathfrak{v} - \mathfrak{v}_1)$
+ [7.3695] ε sin $(2w - \mathfrak{v} - \mathfrak{v}_1)$
+ [7.8066$_n$] ε sin $(4w - \mathfrak{v} - \mathfrak{v}_1)$
+ [8.0201] ε^2 sin $2w$
+ [7.6301$_n$] ε^2 sin $(2w - 2\mathfrak{v})$
+ [8.0672] ε^2 sin $(4w - 2\mathfrak{v})$

---

46) $Z =$ [5.3495] sin $(4w - \mathfrak{v}_1)$
+ [5.7094] γ sin $(2w + \mathfrak{v}_1 - \mathrm{v})$
+ [5.6678$_n$] γ sin $(2w - \mathfrak{v}_1 + \mathrm{v})$
+ [5.9716] γ sin $(2w - \mathfrak{v}_1 - \mathrm{v})$
+ [5.7728] ε sin $(w - \mathfrak{v})$
+ [5.7710[ε sin $(2w - \mathfrak{v})$
+ [5.8252] ε sin $(3w - \mathfrak{v})$
+ [5.9118$_n$] ε sin $(4w - \mathfrak{v})$
+ [5.7058] ε sin $(2w + \mathfrak{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [5.7799] ε sin $(2w - \mathfrak{v} - \mathrm{v}_1)$
+ [6.2717$_n$] $\gamma\varepsilon$ sin $(2w + \mathfrak{v} - \mathrm{v})$
+ [6.2301] $\gamma\varepsilon$ sin $(2w - \mathfrak{v} + \mathrm{v})$
+ [6.5341$_n$] $\gamma\varepsilon$ sin $(2w - \mathfrak{v} - \mathrm{v})$
+ [5.5935] $\gamma\varepsilon$ sin $(6w - \mathfrak{v} - \mathrm{v})$

Die Koeffizienten sind hier durchweg Logarithmen und in R und Z in absoluter Zahl, in W in Einheit des Grades gegeben. Die Entnahme der Störungsglieder und Ausmultiplikation mit η_0 und $\sin j_0$ lässt sich unter Zuhilfenahme einer Rechentafel bequem in 40 Minuten erledigen.

Die Bestimmung der Konstanten geschah wie bereits erwähnt durch successive Näherung aus 3 oskulierenden Elementensystemen unter gleichzeitiger Einführung von Korrektionsgrössen für die zugrundegelegten Störungen. Für jede der 3 Epochen sind dann die folgenden Formeln zu rechnen:

47) $$a = a_0(1+f), \quad \eta = e_0\gamma$$

$$\varkappa\cos\Gamma = \eta\cos(\Pi - \varsigma v) - \varkappa_1\cos(\pi' - \varsigma v) \qquad \sin\iota\sin\Theta = \sin j\sin(\sigma+\tau v) - \sin\iota_1\sin(\Omega' + \tau v)$$
$$\varkappa\sin\Gamma = \eta\sin(\Pi - \varsigma v) - \varkappa_1\sin(\pi' - \varsigma v) \qquad \sin\iota\cos\Theta = \sin j\cos(\sigma+\tau v) - \sin\iota_1\cos(\Omega' + \tau v).$$

48) $$\mathrm{v} = v - \Pi \qquad \mathfrak{v} = v - \sigma$$

$$\eta\cos\mathrm{v} = \frac{a_0}{r} - 1 + \frac{a_0}{r}(1-e_0^2)f - \frac{a_0 e_0^2}{r}\gamma^2 - R \qquad \sin j\sin\mathfrak{v} = \sin b - \mathfrak{Z}$$

$$\eta\sin\mathrm{v} = \frac{a_0}{r^2}\frac{dr}{dv} + \frac{a_0}{r^2}(1-e_0^2)\frac{dr}{dv}f - \frac{a_0 e_0^2}{r^2}\frac{dr}{dv}\gamma^2 + \frac{dR}{dv} \qquad \sin j\cos\mathfrak{v} = \frac{d\sin b}{dv} - \frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$$

wo aus den 3 oskulierenden Elementensystemen zu rechnen ist:

49) $$r \text{ sowie } \frac{dr}{dv} = \frac{er\sin\mathrm{w}}{1+e\cos\mathrm{w}} \quad (\mathrm{w} = \text{wahre Anomalie})$$

$$\text{bezw. } \frac{dr}{dv} = \frac{r^2 e\sin\mathrm{w}}{a(1-e^2)} \text{ und } \sin b = \sin i\sin(v-\Omega)$$

$$\frac{d\sin b}{dv} = \sin i\cos(v-\Omega).$$

Für diese Rechnung wurden die folgenden drei oskulierenden Systeme benutzt:

50)

Epoche	M	μ	lg a	φ	i	π	Ω
1866 Jan. 2.0	6°59′ 0″.7	646″.1183	0.4931297	12° 5′43″.1	4°47′39″.3	28°46′12″.1	87°43′25″.6
1876 Sept. 26.0	350 27 58.2	648.1390	0.4922257	12 29 28.2	4 47 26.2	29 5 30.0	87 25 2.9
1896 Mai 4.0	203 38 25.9	650.4530	0.4911939	12 46 53.6	4 47 37.8	27 37 43.1	87 17 22.3

Aequinox 1850.0.

Damit ergab sich indem die wahre Länge v gleich von der Epoche 1876 Sept. 26.0 gezählt wurde:

51)

Epoche	lg r	v	lg sin b	lg $\frac{dr}{dv}$	lg $\frac{d\sin b}{dv}$
1866	0.392373	− 680°3243	8.79349 n	8.909286	8.74720
1876	0.389054	+ 13.9990	8.90331 n	9.057335 n	8.37718
1896	0.573492	+ 1303.1943	8.76456	9.451138 n	8.77828 n

Für diese drei Zeitpunkte wurden nun auch die Funktionen R, W, $\mathfrak{Z}$ sowie $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ berechnet, indem für die Bildung der Argumente genähert angenommen wurde:

52) $$\Pi_i = \Pi_0 + \varsigma(v_i - v_0), \qquad \sigma_i = \sigma_0 - \tau(v_i - v_0)$$
$$(B + \mu V)_i = L'_i - \mu L_i$$

wo alle Längen vom Zeitpunkt $t_0 = 1876$ Sept. 26.0 nach der positiven wie negativen Richtung durchgezählt und L wie L′ die elliptischen mittleren Längen sind.

Weiter sind noch die infolge der augenblicklich nur genäherten Kenntnis der Konstanten erforderlichen Korrektionen der Störungsbeträge nach dem Taylorschen Satze unter Vernachlässigung der Quadrate und doppelten Prudukte zu ermitteln:

53) $$R = [R_1 + R_2\gamma + R_3\gamma^2 + R_4\varepsilon^2]_0 + \frac{\partial R_0}{\partial w}\Delta w + \frac{\partial R_0}{\partial \mathrm{v}}\Delta \mathrm{v} + \frac{\partial R_0}{\partial \mathfrak{v}}\Delta \mathfrak{v} + \frac{\partial R_0}{\partial \delta}\Delta\delta$$
$$\frac{dR}{dv} = \left[\frac{dR_1}{dv} + \frac{dR_2}{dv}\gamma + \frac{dR_3}{dv}\gamma^2 + \frac{dR_4}{dv}\varepsilon^2\right]_0 + \frac{\partial}{\partial w}\left(\frac{dR_0}{dv}\right)\Delta w + \frac{\partial}{\partial \mathrm{v}}\left(\frac{dR_0}{dv}\right)\Delta \mathrm{v}$$
$$+ \frac{\partial}{\partial \mathfrak{v}}\left(\frac{dR_0}{d\mathfrak{v}}\right)\Delta \mathfrak{v} + \frac{\partial}{\partial \delta}\left(\frac{dR_0}{dv}\right)\Delta\delta.$$

Ganz analog lauten die Formeln für $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$. Ferner ist:

54) $$W = [W_1 + W_2\gamma + W_3\gamma^2 + W_4\varepsilon^2]^0 + \frac{\partial W_0}{\partial w}\Delta w + \frac{\partial W_0}{\partial \mathrm{v}}\Delta \mathrm{v} + \frac{\partial W_0}{\partial \mathfrak{v}}\Delta \mathfrak{v} + \frac{\partial W_0}{\partial \delta}\Delta\delta$$
$$E = [E_1 + E_2\gamma + E_3\gamma^2 + E_4\gamma^3 + E_5\gamma^4]_0 + \frac{\partial E_0}{\partial \mathrm{v}}\Delta \mathrm{v}.$$

In gleicher Weise sind die Formeln für $\frac{dW}{dv}$ und $\frac{dE}{dv}$ zu bilden.

Die partiellen Differentialquotienten erhält man mühelos durch einfache Multiplikation der betreffenden Glieder mit den bezüglichen Faktoren von w, v oder $\mathfrak{v}$ in den Argumenten und durch Schreiben von cos statt sin bezw. $-\sin$ statt cos. Für

$$\frac{\partial R}{\partial \delta}, \quad \frac{\partial \mathfrak{Z}}{\partial \delta}, \quad \frac{\partial}{\partial \delta}\left(\frac{dR}{dv}\right) \text{ und } \frac{\partial}{\partial \delta}\left(\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}\right)$$

wurde näherungsweise gesetzt: $-\frac{1}{\delta}R$, $-\frac{1}{\delta}\frac{dR}{dv}$ u. s. w., dagegen:

$$\frac{\partial W}{\partial \delta} = -\frac{K}{\delta} - \frac{2V}{\delta}.$$

Zur Bestimmung von n und Δ dienen noch die Gleichungen:

55) $$nt + \Delta = v + E + W$$
$$E = \sum B_n \sin n\,\mathrm{v} \qquad \text{cf. Br. I, pg. 30—31 (Mittelpunktsgleichung).}$$
$$n = \frac{k}{a_0^{\frac{3}{2}}}(1 - \tfrac{3}{2}f), \quad \Delta\delta = -3\left(\frac{a_0}{a'}\right)^{\frac{3}{2}}f.$$

Führt man nun die in (53) und (54) gegebenen Ausdrücke für die Störungen und ihre Derivierten in die Gleichungen (48) und (55) ein, so erhält man nach Ausführung der numerischen Rechnungen einmal folgende Gleichungen zur Bestimmung der Grössen η und $\mathrm{v} = v - \Pi$ in Funktion der Korrektionen der Elemente:

56) 1866) $\eta \cos \mathrm{v} = [9.42155] + [7.6444]\gamma + [8.7585_n]\gamma^2 + [8.4910_n]\Delta w + [8.0449]\Delta \mathrm{v} + [0.1395]f + [5.2763]\varepsilon + [5.6021_n]\varepsilon^2 + [5.8451_n]\Delta \mathfrak{v}$

$\eta \sin \mathrm{v} = [8.66520] + [7.3075]\gamma + [6.9166_n]\gamma^2 + [7.6785]\Delta w + [7.3385]\Delta \mathrm{v} + [9.2650]f + [5.4771]\varepsilon + [5.6990_n]\varepsilon^2 + [5.8451]\Delta \mathfrak{v}$

1876) $\eta \cos \mathrm{v} = [9.43327] + [7.1038_n]\gamma + [8.7824_n]\gamma^2 + [8.3683_n]\Delta w + [7.7846]\Delta \mathrm{v} + [0.0755]f + [5.0000]\Delta \mathfrak{v}$

$\eta \sin \mathrm{v} = [8.71937_n] + [7.0414]\gamma + [7.2530]\gamma^2 + [7.3139_n]\Delta w + [7.3284]\Delta \mathrm{v} + [8.8278]f + [5.6021]\varepsilon + [6.0792_n]\varepsilon^2 + [5.7052]\Delta \mathfrak{v}$

1896) $\eta \cos \mathrm{v} = [9.21252_n] + [7.9430_n]\gamma + [8.5403_n]\gamma^2 + [7.6435_n]\Delta w + [6.0414]\Delta \mathrm{v} + [9.9157]f + [5.4461]\varepsilon + [5.9031_n]\varepsilon^2 + [5.9542_n]\Delta \mathfrak{v}$

$\eta \sin \mathrm{v} = [8.76824_n] + [7.4065_n]\gamma + [7.6054]\gamma^2 + [7.9939]\Delta w + [7.3979]\Delta \mathrm{v} - [8.1140_n]f + [5.3010]\varepsilon + [5.0000_n]\varepsilon^2 + [5.6990]\Delta \mathfrak{v}.$

Zur Bestimmung von n und Δ erhält man in ähnlicher Weise:

57) 1866) $[3.59329_n]n + \Delta = [1.074394_n] + [8.66848_n]\gamma + [8.4104]\gamma^2 + [7.2633_n]\gamma^3 + [6.5267]\gamma^4 + [5.7785_n]\gamma^5 + [9.0713]\Delta w + [9.6305_n]\Delta \mathrm{v} + [0.2738]f + [5.8440]\varepsilon + [5.8440_n]\varepsilon^2 + [6.6221]\Delta \mathfrak{v}$

1876) $\Delta = [9.370969] + [9.24826]\gamma + [8.2358_n]\gamma^2 + [7.3600]\gamma^3 + [6.6161_n]\gamma^4 + [5.8586]\gamma^5 + [8.4375_n]\Delta w + [9.5351_n]\Delta \mathrm{v} + [0.4195]f + [6.3211]\varepsilon + [6.6221_n]\varepsilon^2 + [5.2419]\Delta \mathfrak{v}$

1896) $[3.85491]n + \Delta = [1.356722] + [8.94546]\gamma + [8.3240]\gamma^2 + [7.3407]\gamma^3 + [6.5986]\gamma^4 + [5.8436]\gamma^5 + [8.9499_n]\Delta w + [9.7348]\Delta \mathrm{v} + [9.2048_n]f + [5.8440_n]\varepsilon + [6.1961]\varepsilon^2 + [6.4180]\Delta \mathfrak{v}$

$n = [7.49689] + [7.67298_n]f.$

Schliesslich für $\sin j \sin(v - \sigma)$ und $\sin j \cos(v - \sigma)$:

58) 1866) $\sin j \sin \mathfrak{v} = [8.79357_n] + [5.9542]\varepsilon + [5.4771]\gamma + [6.0792_n]\gamma\varepsilon + [6.8921_n]\Delta w + [6.3010]\Delta \mathrm{v} + [6.2597_n]f + [5.3010]\Delta \mathfrak{v}$

$\sin j \cos \mathfrak{v} = [8.74737] + [5.9031_n]\varepsilon + [5.8451]\gamma + [6.3617_n]\gamma\varepsilon + [6.9191_n]\Delta w + [6.0792]\Delta \mathrm{v} + [7.6021_n]f + [6.6628]\Delta \mathfrak{v}$

58) 1876) $\sin j \sin \mathfrak{v} = [8.90322_n] + [5.4771_n]\,\varepsilon + [5.0000_n]\,\gamma + [5.6021_n]\,\gamma\varepsilon + [5.9031_n]\,\Delta w + [6.2788_n]\,\Delta \mathrm{v} + [7.0379_n] f + [6.3979_n]\,\Delta \mathfrak{v}$

$\sin j \cos \mathfrak{v} = [8.37751] + [5.0000]\,\varepsilon + [6.2788]\,\gamma + [6.7709_n]\,\gamma\varepsilon + [6.3979]\,\Delta w + [5.9542_n]\,\Delta \mathrm{v} + [7.8279_n] f + [6.1461]\,\Delta \mathfrak{v}$

1896) $\sin j \sin \mathfrak{v} = [8.76473] + [6.1139_n]\,\varepsilon + [5.0000]\,\gamma + [5.6990]\,\gamma\varepsilon + [6.4624_n]\,\Delta w + [6.5185]\,\Delta \mathrm{v} + [7.1048_n] f + [5.6021]\,\Delta \mathfrak{v}$

$\sin j \cos \mathfrak{v} = [8.77828_n] + [5.3010]\,\varepsilon + [5.9031]\,\gamma\varepsilon + [6.7709_n]\,\Delta w + [6.2304]\,\Delta \mathrm{v} + [7.2597] f + [6.4314]\,\Delta \mathfrak{v}.$

Zunächst werden nun aus den Gleichungen (56) und (57) unter Vernachlässigung der von der Neigung herrührenden Korrektionen auf dem Wege sukzessiver Näherung die Grössen γ, Δw, $\Delta \mathrm{v}$ für alle 3 Epochen sowie n, A und f ermittelt.

59) $n = 647''.554 \qquad A = 23°.320 \qquad \lg f = 5.7435$

1866	$\lg \gamma = 0.00294$	$\lg \Delta \mathrm{v} = 8.3960$	$\lg \Delta w = 6.7333$
1876	0.00102	8.3908	7.0680_n
1896	9.99920	8.4336	6.4180.

Damit wird aus (58) ε und $\Delta \mathfrak{v}$ ermittelt:

60)

1866		1876	
$\lg \varepsilon = 9.99949$	$\lg \Delta \mathfrak{v} = 7.0807_n$	$\lg \varepsilon = 9.99965$	$\lg \Delta \mathfrak{v} = 7.3942_n$

1896

$\lg \varepsilon = 9.99957 \qquad \lg \Delta \mathfrak{v} = 7.5600_n.$

Die Werte in (60) reichen aus um in Verbindung mit (59) gleichfalls durch Näherungen die endgiltigen Werte der Grössen η, v und damit Π sowie der Konstanten $\varkappa$, Γ, n, A und die Grösse f zu ermitteln. Sind diese Korrektionen gefunden, so wird gleichfalls $\sin j$ und $\mathfrak{v}$ und damit σ sowie $\sin \iota$ und Θ in zweiter Näherung aus (58) bestimmt.

Es mögen hier gleich die Resultate wieder folgen, inbezug auf die Einzelheiten dieser Rechnung sei auf meine Dissertation über die genäherte Hekubabewegung pg. 29—39 verwiesen.

61)

Zeit	$\lg \eta$	Π	$\lg \varkappa$	Γ	$\lg \sin j$	σ	$\lg \sin \iota$	Θ
1866	9.33420	26°.961	9.27537	29°.514	8.92137	87°.838	8.78631	83°.476
1876	9.33257	27.312	9.27363	29.613	8.92154	87.677	8.78665	83.493
1896	9.33083	27.736	9.27180	29.529	8.92144	87.311	8.78682	83.427

Ferner

$n = 647''.583$ und $647''.529$

$A = 23°.247,\ 23°.353$ und $23°.354.$

Auffällig ist hier das starke Abweichen des Wertes für A aus der Epoche 1866 von den anderen beiden, ebenso die Differenz 0".054 in den beiden Werten von n. Ein Versuch dies auf die Vernachlässigung der Glieder von der Form A zurückzuführen, schlug fehl. Man wird deshalb diese Abweichung zum Teil auf einen kleinen Rechenfehler in der Konstantenbestimmung zurückführen müssen. Immerhin kann auch die Vernachlässigung der grössten charakteristischen Glieder dritten Grades die Ursache sein. Weitere Erhebungen wurden darüber nicht angestellt, weil die Mittelwerte dieser Elemente für die genäherte Darstellung in den nächsten fünfzig Jahren ausreichen dürften und weil bei unserer Tabulierungsmethode später hervortretende Abweichungen in $L = nt + A$ und v durch eine kleine Korrektionstabelle leicht eliminiert werden können.

Es wurden daher der speziellen Bewegungstafel von (86) Semele folgende Mittelwerte als absolute Elemente zu Grunde gelegt:

62) $\lg \varsigma = 6.65260$ $\lg \varkappa_1 = 8.45423$ $\lg \tau = 6.52626$ $\lg \sin \iota_1 = 8.35961$

$n = 647''.556$ $A = 23^\circ.318$ $\lg \varkappa = 9.27360$ $\Gamma = 29^\circ.552$

$\lg a = 0.492487$ Epoche = 1876 Sept. 26.0 $\lg \sin \iota = 8.78659$ $\Theta = 83^\circ.465$

Aequinox 1850.0 $\lg \mu = 9.664581$ $\lg \delta = 8.88156$.

---

3. Die Berechnung der absoluten Elemente für (223) Rosa geschieht in völlig analoger Weise, sodass hier nur die Gleichungen, welche die einzelnen Stadien der Rechnung darstellen, hingeschrieben zu werden brauchen.

Als Näherungswerte der absoluten Konstanten wurden die Mittelwerte aus vier oskulierenden Elementensystemen der Jahre 1882—1891, welche der definitiven elliptischen Bahn zugrunde liegen, genommen. Sie sind:

63) $\lg a_0 = 0.490538$ $\lg \eta = \lg (\eta_0 . \gamma) = 9.07807\,\gamma$ $\Pi_0 = 103^\circ.989$ } Aeq. 1850.0

$n_0 = 651.928$ $\lg \sin j = \lg (\sin j_0 . \varepsilon) = 8.53937\,\varepsilon$ $\sigma_0 = 48^\circ.437$ }

$L_0 = +201^\circ.474$ Epoche 1888 Mai 6.0.

Für Jupiter wurden wieder die elliptischen Elemente Leverriers angenommen und es ist für die obige Epoche $L' = +243^\circ.793$.

Mit $n = 651''.928$ wurden dann die Hauptstörungen aus Tafel VII interpoliert, mit den bezüglichen Werten von Exzentrizität und Neigung ausmultipliziert und alle Beträge, deren Logarithmen < 5.5 in absoluter Zahl oder < 7.3 in Graden sind, wieder vernachlässigt. Dabei stellte es sich heraus, dass die Neigungsglieder zweiten Grades ohne weiteres vernachlässigt werden können.

64) $R = [5.71645] + [5.7551_n]\,\gamma \cos (w + \mathrm{v}) + [6.3121]\,\gamma^2 \cos 2w$

$+ [6.7805_n] \cos w + [5.59384_n]\,\gamma \cos (2w + \mathrm{v}) + [6.3826]\,\gamma^2 \cos (2w - 2\mathrm{v})$

$+ [7.79944] \cos 2w + [5.5225_n]\,\gamma \cos (w - \mathrm{v}) + [6.298]\,\gamma^3 \cos (3w - 2\mathrm{v})$

$+ [6.5949] \cos 3w + [7.52762]\,\gamma \cos (2w - \mathrm{v}) + [6.7385_n]\,\gamma^3 \cos (4w - 2\mathrm{v})$

$+ [6.01856] \cos 4w + [6.9549]\,\gamma \cos (3w - \mathrm{v}) + [6.427_n]\,\gamma^3 \cos (5w - 2\mathrm{v})$

64)
$$
\begin{aligned}
&+[5.5652]\cos 5w && +[6.94595_n]\,\gamma\cos(4w-\mathrm{v}) && +[6.1956]\,\gamma^2\cos(6w-2\mathrm{v})\\
&+[5.6233_n]\cos(w-\mathrm{v}_1) && +[6.0064_n]\,\gamma\cos(5w-\mathrm{v})\\
&+[6.35910_n]\cos(2w-\mathrm{v}_1) && +[5.5000_n]\,\gamma\cos(6w-\mathrm{v})\\
&+[6.6776_n]\cos(3w-\mathrm{v}_1) && +[5.9766_n]\,\gamma\cos(2w+\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
&+[6.73673]\cos(4w-\mathrm{v}_1) && +[5.6703]\,\gamma\cos(2w-\mathrm{v}+\mathrm{v}_1)\\
&+[5.8709]\cos(5w-\mathrm{v}_1) && +[5.7923]\,\gamma\cos(2w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
&+[6.0499_n]\cos(4w-2\mathrm{v}_1) && +[6.148_n]\,\gamma\cos(3w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
&+[5.948_n]\cos(5w-2\mathrm{v}_1) && +[6.7125]\,\gamma\cos(4w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
&+[5.8002_n]\cos(6w-2\mathrm{v}_1) && +[6.495]\,\gamma\cos(5w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
& && +[6.2972_n]\,\gamma\cos(6w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)
\end{aligned}
$$

65)
$$
\begin{aligned}
W = {}&[6.0240]\,v && +[7.5182]\,\gamma\sin\mathrm{v} && +[8.2153]\,\gamma^2\sin 2w\\
&+[9.0659]\sin w && +[7.4697_n]\,\gamma\sin(w+\mathrm{v}) && +[7.9677_n]\,\gamma^2\sin 4w\\
&+[9.83535_n]\sin 2w && +[8.82106]\,\gamma\sin(2w+\mathrm{v}) && +[7.7421_n]\,\gamma^2\sin(2w+2\mathrm{v})\\
&+[8.5268_n]\sin 3w && +[7.6572]\,\gamma\sin(3w+\mathrm{v}) && +[8.2652_n]\,\gamma^2\sin(2w-2\mathrm{v})\\
&+[7.79940_n]\sin 4w && +[8.3682]\,\gamma\sin(w-\mathrm{v}) && +[7.415]\,\gamma^2\sin(3w-2\mathrm{v})\\
&+[7.4058_n]\sin 5w && +[0.29829_n]\,\gamma\sin(2w-\mathrm{v}) && +[9.2912]\,\gamma^2\sin(4w-2\mathrm{v})\\
&+[8.0207_n]\sin(w-\mathrm{v}_1) && +[9.1183_n]\,\gamma\sin(3w-\mathrm{v}) && +[8.551]\,\gamma^2\sin(5w-2\mathrm{v})\\
&+[9.41231]\sin(2w-\mathrm{v}_1) && +[8.98525]\,\gamma\sin(4w-\mathrm{v}) && +[8.2128_n]\,\gamma^2\sin(6w-2\mathrm{v}).\\
&+[8.8919]\sin(3w-\mathrm{v}_1) && +[7.9660]\,\gamma\sin(5w-\mathrm{v})\\
&+[8.75386_n]\sin(4w-\mathrm{v}_1) && +[7.33991]\,\gamma\sin(6w-\mathrm{v})\\
&+[7.7920_n]\sin(5w-\mathrm{v}_1) && +[7.8069]\,\gamma\sin(2w+\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
&+[8.7894]\sin(4w-2\mathrm{v}_1) && +[7.7576]\,\gamma\sin(4w+\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
&+[8.119]\sin(5w-2\mathrm{v}_1) && +[7.7224_n]\,\gamma\sin(2w-\mathrm{v}+\mathrm{v}_1)\\
&+[7.7955_n]\sin(6w-2\mathrm{v}_1) && +[8.0947]\,\gamma\sin(2w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
& && +[7.820_n]\,\gamma\sin(3w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
& && +[9.3287_n]\,\gamma\sin(4w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
& && +[8.638_n]\,\gamma\sin(5w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)\\
& && +[8.3054]\,\gamma\sin(6w-\mathrm{v}-\mathrm{v}_1)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\mathfrak{Z} = {}&[5.3025]\sin(4w-\mathfrak{v}_1) && +[5.4063]\,\gamma\sin(2w+\mathfrak{v}_1-\mathrm{v}) && +[5.4823_n]\,\varepsilon\sin(4w-\mathfrak{v}) && +[5.5860_n]\,\gamma\varepsilon\sin(2w+\mathfrak{v}-\mathrm{v})\\
& && +[5.3682_n]\,\gamma\sin(2w-\mathfrak{v}_1+\mathrm{v}) && && +[5.5479]\,\gamma\varepsilon\sin(2w-\mathfrak{v}+\mathrm{v})\\
& && +[5.6742]\,\gamma\sin(2w-\mathfrak{v}_1-\mathrm{v}) && && +[5.8539_n]\,\gamma\varepsilon\sin(2w-\mathfrak{v}-\mathrm{v}).
\end{aligned}
$$

Für die Bestimmung der absoluten Konstanten wurden dann folgende drei oskulierenden Elementensysteme benutzt:

67)

Epoche	M	μ	$\lg a$	φ	i	π	Ω
1882 April 28.0	61°13′23″.5	651″.8104	0.4905902	6°49′42″.4	1°59′19″.1	102°14′46″.9	48°34′52″.6
1888 Mai 6.0	98 11 29.0	650.8399	0.4910217	6 47 24.7	1 59 13.6	103 16 57.5	48 34 15.1
1891 Dez. 17.0	333 23 9.3	652.9855	0.4900687	6 57 0.4	1 58 30.3	106 26 18.4	48 8 58.4

Aus diesen Elementen werden dann folgende Werte zur Konstantenbestimmung berechnet:

68)

Epoche	$\lg r$	v	$\lg \sin b$	$\lg \frac{dr}{dv}$	$\lg \frac{d \sin b}{dv}$
1882	0.470382	− 183°7782	8.43950	9.514315	8.32665_n
1888	0.503896	+ 214.4940	7.92677	9.565159	8.52742_n
1891	0.442038	+ 432.6674	8.15600	9.228195_n	8.49701

Die Gleichungen zur Ermittelung der Korrektionen der Elemente lauten dann:

69) 1882)
$$\eta \cos v = [8.71131] + [7.6085]\gamma + [8.1513_n]\gamma^2 + [8.4470_n]\Delta w + [7.1206_n]\Delta v + [0.0719]f$$
$$\eta \sin v = [9.08408] + [6.9912]\gamma + [7.1305_n]\gamma^2 + [8.1520]\Delta w + [7.3304_n]\Delta v + [9.3562]f$$

1888)
$$\eta \cos v = [8.50745_n] + [7.5809]\gamma + [8.1308_n]\gamma^2 + [8.2853_n]\Delta w + [6.1461]\Delta v + [9.9976]f$$
$$\eta \sin v = [9.07518] + [7.0569]\gamma + [7.0251_n]\gamma^2 + [7.6794_n]\Delta w + [7.0294_n]\Delta v + [9.4137]f$$

1891)
$$\eta \cos v = [9.09261] + [7.5211]\gamma + [8.1844_n]\gamma^2 + [8.0573_n]\Delta w + [7.6128]\Delta v + [0.1016]f$$
$$\eta \sin v = [8.83675_n] + [7.1523]\gamma + [6.9908]\gamma^2 + [8.1810]\Delta w + [6.9956_n]\Delta v + [8.6914_n]f$$

70) 1882)
$$[3.342423_n]n + \Delta = [0.504039_n] + [9.39036_n]\gamma + [7.4311]\gamma^2 + [6.5387]\gamma^3 + [5.4802_n]\gamma^4 + [9.0100]\Delta w + [9.1211_n]\Delta v + [9.5620_n]f$$

1888)
$$\Delta = [0.575151] + [9.34172_n]\gamma + [7.8911_n]\gamma^2 + [6.4356]\gamma^3 + [5.5019]\gamma^4 + [8.9077]\Delta w + [8.4259]\Delta v + [9.6627]f$$

1891]
$$[3.120574]n + \Delta = [0.878254] + [9.15133]\gamma + [7.8330_n]\gamma^2 + [6.7559]\gamma^3 + [5.4159_n]\gamma^4 + [8.9144]\Delta w + [9.3538_n]\Delta v + [9.8491]f$$
$$n = [7.499774] + [7.67586_n]f.$$

Da die Neigungsteile zweiten Grades in R und W vernachlässigt werden konnten, so lassen sich diesmal die vier Elemente der Bahngestalt und der Bewegung in der Bahn unabhängig von den zwei Elementen der Bahnlage ermitteln. In erster Näherung ergab sich:

71)

	$n = 653''.07$	$\Delta = 201°.552$	$\lg f = 7.0695_n$	
1882	$\lg \gamma = 0.0235$	$\lg \Delta v = 7.3625$	$\lg \Delta w = 5.7190_n$	
1888	0.0246	7.5408	7.4063_n	
1891	0.0233	7.0272_n	6.9047.	

Mit diesen Werten wurde die zweite Näherung durchgerechnet, welche die folgenden Resultate lieferte.

72)

Zeit	lg η	Π	lg $\varkappa$	Γ	Δ	n
1882	9.10249	103°922	9.11694	116°822	201°571	653″082
1888	9.10264	103.978	9.11717	116.705	201.577	653.090
1891	9.10386	103.963	9.11830	116.564	201.568	

Die Abweichungen in den Werten von lg $\varkappa$ und Γ dürften wie bei Semele durch die Vernachlässigung der kurzperiodischen B-Glieder dritten Grades zu erklären sein, darauf deutet auch der Gang, den diese Werte noch besitzen, hin. Δ und n stimmen diesmal recht gut, was auch bei der Kürze des Zeitintervalles 1882—1891 nicht anders zu erwarten ist; denn die Vernachlässigung der grössten charakteristischen Glieder dritten Grades in W kann hier nur fast einen konstanten Betrag ausmachen, da diese ja von langperiodischer Form sind und sich in der kurzen Zeit von 9 Jahren wenig ändern.

Die Ermittelung von Neigung und Knoten geschieht ohne grosse Mühe aus folgenden Gleichungen:

73) 1882) $$\sin j \sin \upsilon = [8.43950] + [5.3010_n]\,\varepsilon + [5.4771_n]\,\gamma + [5.4771_n]\,\gamma\varepsilon + [6.2788]\,\Delta w + [5.7782_n]\,\Delta \mathrm{v} + [6.0792_n]\,\Delta \upsilon + [7.1264_n]\,f$$

$$\sin j \cos \upsilon = [8.32706_n] + [5.3010]\,\varepsilon + [5.3010]\,\gamma + [5.3010_n]\,\gamma\varepsilon + [6.2041]\,\Delta w + [5.3010]\,\Delta \mathrm{v} + [5.3010_n]\,\Delta \upsilon$$

1888) $$\sin j \sin \upsilon = [7.92574] + [5.3010]\,\varepsilon + [5.6021_n]\,\gamma + [5.6021]\,\gamma\varepsilon + [6.4624]\,\Delta w + [5.6990_n]\,\Delta \mathrm{v} + [5.8451_n]\,\Delta \upsilon$$

$$\sin j \cos \upsilon = [8.52729_n] + [5.3010]\,\varepsilon + [5.3010]\,\gamma + [6.0414_n]\,\Delta w + [5.4771]\,\Delta \mathrm{v} + [5.7782]\,\Delta \upsilon + [6.9223]\,f$$

1891) $$\sin j \sin \upsilon = [8.15600] + [5.3010_n]\,\varepsilon + [5.6021]\,\gamma + [5.6990_n]\,\gamma\varepsilon + [6.0414_n]\,\Delta w + [5.4771]\,\Delta \mathrm{v} + [5.0000]\,\Delta \upsilon + [6.7004_n]\,f$$

$$\sin j \cos \upsilon = [8.49674] + [5.3010]\,\varepsilon + [5.3010_n]\,\gamma + [5.6021]\,\gamma\varepsilon + [6.4771]\,\Delta w + [5.6021_n]\,\Delta \mathrm{v} + [5.6990_n]\,\Delta \upsilon + [6.5243]\,f.$$

Hieraus erhält man schliesslich als definitive Werte:

74)

Zeit	lg ε	lg $\Delta\,\mathfrak{v}$	lg sin j	σ	lg sin ι	Θ
1882	0.00017	7.0932	8.53954	48°.497	8.42678	7°.098
1888	0.00003	7.4294_n	8.53940	48.591	8.42603	7.304
1891	9.99810	7.4294	8.53747	48.211	8.42664	6.789

Auffallend sind hier die trotz der so geringen Neigungsstörungen schlecht übereinstimmenden Werte der Knotenlänge. Aber bei einer solch kleinen Neigung von ca. 1°.5 wie sie Rosa besitzt, ist auch in der elliptischen Bewegung ein sicherer Wert für die Knotenlänge schwer bestimmbar. Für die Darstellung des Ortes ist dies eben wegen des kleinen Wertes von sin ι nur von untergeordneter Bedeutung.

Die Mittelwerte der in (72) und (74) aufgeführten Konstanten geben für die nächste Zeit hinlänglich sichere absolute Elemente für (223) Rosa, um aus ihnen in Verbindung mit den Störungsgleichungen (64) bis (66) genäherte Bewegungstafeln zu rechnen. Diese Mittelwerte lauten übrigens:

75) lg ς = 6.62420 lg $\varkappa_1$ = 8.46346 lg τ = 6.51615 lg sin ι_1 = 8.35963
n = 653″.086 M = 201°.572 lg $\varkappa$ = 9.11747 Γ = 116°.697
lg a = 0.490028 Epoche 1888 Mai 6.0 lg sin ι = 8.42648 Θ = 7°.064
Aequinox 1850.0 lg μ = 9.660888 lg δ = 8.92403.

Drittes Kapitel.

Aufstellung spezieller Bewegungstafeln mit der wahren Länge als Argument für die Planeten des Hekuba-Typus. Numerisches Beispiel für (86) Semele.

1. Die hier auseinandergesetzte Methode der Aufstellung spezieller Bewegungstabellen beruht in ihren Grundzügen auf einer von Herrn Brendel gegebenen, welche er in einer von der Pariser Akademie mit dem Prix Damoiseau ausgezeichneten Abhandlung dargestellt und auf Planet (91) Aegina angewandt hatte, von der bisher leider nur der I. Teil als Theorie der kleinen Planeten veröffentlicht worden ist.

In diesem Tabulierungsverfahren wird einmal die Zahl der Argumente sehr beschränkt, indem ihre langperiodischen Bestandteile herausgenommen und mit den Koeffizienten vereinigt werden. Auf diese Weise ändern die Koeffizienten selbst sich langsam mit der Zeit. Sodann wird die von Gyldén definierte mittlere Länge $L = nt + A$ anstelle von v als Hauptvariable eingeführt. Bei der vorliegenden Tafel bin ich insofern von der Brendelschen Methode abgewichen, als ich die wahre Länge v als Hauptvariable beibehalten habe.

Ausschlaggebend war hierin für mich die Rücksicht auf den praktischen Rechner. Denn liegen erst einmal die fertigen Tafeln für die Hauptstörungsbeträge $R^{\pm i}_{k.l.m}$, $W^{\pm i}_{k.l.m}$ etc. vor, so ist die Bearbeitung eines kleinen Planeten nach der Brendel-Gyldénschen Methode auch ohne sehr eingehende Kenntnis dieser selbst leicht ausführbar. Schwierigkeiten bietet dieses Unternehmen dann aber, wenn die Zeit als Hauptvariabele wieder eingeführt werden soll. Dieselbe ist ja mit der wahren Länge verbunden durch die Gleichung

76) $$L = nt + A = v + E + W,$$

wo E die Mittelpunktgleichung bedeutet und $\frac{W}{n}$ der Unterschied zwischen der sogenannten reduzierten und der wahren Zeit ist. Durch Einführung von L an stelle von v in die Argumente erscheint auch das periodische Aggregat $E + W$ in ihnen, ausserdem enthält das Argument w bereits den langperiodisch charakteristischen Teil V von W. Man kann ja nun unbedenklich nach Potenzen von K, des kurzperiodischen Teiles von W, die Sinus und Cosinus auflösen, dann muss aber die etwas unbequeme und dem praktischen Rechner ferner liegende mechanische Multiplikation von Reihen, die ja auch in der Hansenschen Theorie zu leisten ist, ausgeführt werden. Eine Entwicklung nach Potenzen von V ist ferner bei streng charakteristischen Planeten wegen der schwachen Konvergenz praktisch unbrauchbar, in diesem Falle müsste dann ausserdem der Weg der Näherung beschritten werden.

Weiter war für die Beibehaltung der wahren Länge als Argument für mich massgebend, dass bei dem praktischen Gebrauche der Tafeln zuerst die Ermittelung des Oppositionsdatums vor der Rechnung der Ephemeride in Frage kommt. Hierzu wird die wahre Länge benötigt, sie ist dann schon vorhanden, so dass an der Hand einer solchen Tafel die Berechnung der Oppositionszeit auf einen Tag genau in wenigen Minuten erledigt ist.

Infolge der Beibehaltung der wahren Länge in den Argumenten wird natürlich Gestalt und Gebrauch der Tafeln gegenüber der von Herrn Brendel ihnen gegebenen Form verändert. Die Herstellungsdauer einer Tafel mit v als Hauptargument dürfte ungefähr dieselbe Zeit beanspruchen wie die einer Tafel mit L als Hauptvariabeln. Erspart man im ersteren Falle die Ausmultiplizierung der Reihen, so muss man dafür wieder eine ausführliche Tabelle mehr rechnen, welche direkt mit dem Argument L die wahre Länge v genähert auf $0^{\circ}.1$ gibt, der Rechnungsweg ist freilich aber jetzt ein viel schematischerer. Allerdings

wird dadurch der Gebrauch unserer Tafel etwas zeitraubender, dass mit Hilfe einer kurzen Näherungsrechnung aus dem genäherten v der strenge Wert noch ermittelt werden muss.

---

2. Es sollen nun die Reihen für R, W, $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ so umgeformt werden, dass nur noch Vielfache der wahren Länge als Argument unter die Sinus und Cosinuszeichen treten. Dazu wollen wir uns noch einmal die vorkommenden Argumente und die Art ihrer Zusammensetzung vergegenwärtigen. Sie sind

77) $$k w \pm m \mathrm{v} \pm n \mathfrak{v} \qquad k w \pm m \mathrm{v}_1 \pm n \mathfrak{v}$$
$$k w \pm m \mathrm{v} \pm n \mathfrak{v}_1 \qquad k w \pm m \mathrm{v}_1 \pm n \mathfrak{v}_1.$$

wo in unserm Falle $0 < k < 6$ bezw. $0 < m, n < 2$ ist. Weiter ist:

78) $$w = (1-\mu) v - B - \mu V$$
$$B = A' - \mu A = \text{const}, \quad \mu = \frac{n'}{n} = \frac{1-\delta}{2}$$

V ist der langperiodisch charakteristische Teil der Funktion W. Wir können nun dem Argument w beim Hekuba-Typus folgende Form geben:

79) $$w = \frac{v}{2} + \left[\frac{\delta}{2} v - \mu V - B\right],$$

wo der erste Teil nur von der wahren Länge explizit abhängt, der zweite Teil ist eine langperiodisch charakteristische Grösse, d. h. er ändert sich mit der Zeit, richtiger mit v, nur wenig und um so weniger je kleiner der Divisor δ ist, umso charakteristischer also der Planet ist.

Ebenso ist

80) $$\mathrm{v} = v - \Pi, \quad \mathfrak{v} = v - \sigma, \quad \mathrm{v}_1 = v - \pi', \quad \mathfrak{v}_1 = v - \Omega'.$$

Hierin sind Π und σ langperiodisch elementare Funktionen, d. h. sie ändern sich in noch geringerem Masse mit der Zeit, π' und Ω' sind die konstanten elliptischen Jupiterselemente.

Wir werden nun eine Trennung in den Argumenten derart vornehmen, dass zuerst die langperiodisch elementaren Funktionen Π und σ sowie die Konstanten π' und Ω' ausgeschieden werden und dass ihre Sinus und Cosinus zugleich mit den ebenfalls auftretenden langperiodischen Faktoren η bezw. $\sin j$ und den konstanten Faktoren e' und $\sin i'$ mit den Koeffizienten $R^{\pm k}_{l.m.n}$, $W^{\pm k}_{l.m.n}$ etc. vereinigt werden. Diese Koeffizienten bleiben dann für die einzelnen Planeten keine Konstanten mehr, sondern werden langsam mit v veränderlich. Ihre Variabilität ist aber so gering, dass es völlig ausreicht sie von 500° zu 500° zu tabulieren. Es soll dies an der Funktion R genauer dargelegt werden. In der Bezeichnungsweise von

Br. I unter Annahme einer elliptischen Jupitersbewegung ist ja:

$$\begin{aligned}
R = {} & \sum R_{n\cdot 0\cdot 0} \cos nw && + \sum R^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0}\,\eta \cos(nw+v-\Pi) && + \sum R^{+1}_{n\cdot 0\cdot 1}\,e' \cos(nw+v-\pi')\\
& && + \sum R^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0}\,\eta \cos(nw-v+\Pi) && + \sum R^{-1}_{n\cdot 0\cdot 1}\,e' \cos(nw-v+\pi')\\
& + \sum R_{n\cdot 2\cdot 0}\,\eta^2 \cos nw && + \sum R^{+2}_{n\cdot 1\cdot 1}\,\eta e' \cos(nw+2v-\Pi-\pi') && + \sum R_{n\cdot 0\cdot 2}\,e'^2 \cos nw\\
& + \sum R^{+2}_{n\cdot 2\cdot 0}\,\eta^2 \cos(nw+2v-2\Pi) && + \sum R^{+1}_{n\cdot 1\cdot 1}\,\eta e' \cos(nw-\Pi+\pi') && + \sum R^{+2}_{n\cdot 0\cdot 2}\,e'^2 \cos(nw+2v-2\pi')\\
& + \sum R^{-2}_{n\cdot 2\cdot 0}\,\eta^2 \cos(nw-2v+2\Pi) && + \sum R^{-1}_{n\cdot 1\cdot 1}\,\eta e' \cos(nw+\Pi-\pi') && + \sum R^{-2}_{n\cdot 0\cdot 2}\,e'^2 \cos(nw-2v+2\pi')\\
& && + \sum R^{-2}_{n\cdot 1\cdot 1}\,\eta e' \cos(nw-2v+\Pi+\pi')
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum \overline{R}_{n\cdot 2\cdot 0} \sin^2 j \cos nw && + \sum \overline{R}^{+2}_{n\cdot 1\cdot 1} \sin j \sin i' \cos(nw+2v-\sigma-\Omega') && + \sum \overline{R}_{n\cdot 0\cdot 2} \sin^2 i' \cos nw\\
& + \sum \overline{R}^{+2}_{n\cdot 2\cdot 0} \sin^2 j \cos(nw+2v-2\sigma) && + \sum \overline{R}^{+1}_{n\cdot 1\cdot 1} \sin j \sin i' \cos(nw-\sigma+\Omega') && + \sum \overline{R}^{+2}_{n\cdot 0\cdot 2} \sin^2 i' \cos(nw+2v-2\Omega')\\
& + \sum \overline{R}^{-2}_{n\cdot 2\cdot 0} \sin^2 j \cos(nw-2v+2\sigma) && + \sum \overline{R}^{-1}_{n\cdot 1\cdot 1} \sin j \sin i' \cos(nw+\sigma-\Omega') && + \sum \overline{R}^{-2}_{n\cdot 0\cdot 2} \sin^2 i' \cos(nw-2v+2\Omega')\\
& && + \sum \overline{R}^{-2}_{n\cdot 1\cdot 1} \sin j \sin i' \cos(nw-2v+\sigma+\Omega')
\end{aligned}$$

Löst man nun in bekannter Weise die Cosinus nach Π, π', σ und Ω' auf und vereinigt die $\eta \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} \Pi$, $e' \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} \pi'$ etc. mit den R-Koeffizienten, so erhält man schliesslich die Form:

82)
$$\begin{aligned}
R = {} & \sum R^{0\cdot c}_n \cos nw && + \sum R^{+1\cdot c}_n \cos(nw+v) && + \sum R^{+2\cdot c}_n \cos(nw+2v)\\
& && + \sum R^{-1\cdot c}_n \cos(nw-v) && + \sum R^{-2\cdot c}_n \cos(nw-2v)\\
& + \sum R^{0\cdot s}_n \sin nw && + \sum R^{+1\cdot s}_n \sin(nw+v) && + \sum R^{+2\cdot s}_n \sin(nw+2v)\\
& && + \sum R^{-1\cdot s}_n \sin(nw-v) && + \sum R^{-2\cdot s}_n \sin(nw-2v).
\end{aligned}$$

In gleicher Weise erhält man:

83)
$$\begin{aligned}
W = {} & \sum W^{0\cdot s}_n \sin nw && + \sum W^{+1\cdot s}_n \sin(nw+v) && + \sum W^{+2\cdot s}_n \sin(nw+2v)\\
& && + \sum W^{-1\cdot s}_n \sin(nw-v) && + \sum W^{-2\cdot s}_n \sin(nw-2v)\\
& + \sum W^{0\cdot c}_n \cos nw && + \sum W^{+1\cdot c}_n \cos(nw+v) && + \sum W^{+2\cdot c}_n \cos(nw+2v)\\
& && + \sum W^{-1\cdot c}_n \cos(nw-v) && + \sum W^{-2\cdot c}_n \cos(nw-2v).
\end{aligned}$$

Hier ist allgemein

84)
$$\left.\begin{matrix}R^{0\cdot c}_n\\ W^{0\cdot s}_n\end{matrix}\right\} = \begin{aligned}[t] & X_{n\cdot 0\cdot 0} + X_{n\cdot 2\cdot 0}\,\eta^2 + X_{n\cdot 0\cdot 2}\,e'^2 + \overline{X}_{n\cdot 2\cdot 0} \sin^2 j + \overline{X}_{n\cdot 0\cdot 2} \sin^2 i'\\ & + (X^{+1}_{n\cdot 1\cdot 1} + X^{-1}_{n\cdot 1\cdot 1})\,\eta e' \cos(\Pi-\pi') + (\overline{X}^{+1}_{n\cdot 1\cdot 1} + \overline{X}^{-1}_{n\cdot 1\cdot 1}) \sin j \sin i' \cos(\sigma-\Omega')\end{aligned}$$

$$\left.\begin{matrix}R^{0\cdot s}_n\\ W^{0\cdot c}_n\end{matrix}\right\} = \pm (X^{+1}_{n\cdot 1\cdot 1} - X^{-1}_{n\cdot 1\cdot 1})\,\eta e' \sin(\Pi-\pi') \pm (\overline{X}^{+1}_{n\cdot 1\cdot 1} - \overline{X}^{-1}_{n\cdot 1\cdot 1}) \sin j \sin i' \sin(\sigma-\Omega')$$

$$\left.\begin{matrix}R^{+1\cdot c}_n\\ W^{+1\cdot s}_n\end{matrix}\right\} = X^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0}\,\eta \cos\Pi + X^{+1}_{n\cdot 0\cdot 1}\,e' \cos\pi' \qquad \left.\begin{matrix}R^{-1\cdot c}_n\\ W^{-1\cdot s}_n\end{matrix}\right\} = X^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0}\,\eta \cos\Pi + X^{-1}_{n\cdot 0\cdot 1}\,e' \cos\pi'$$

84) $$\left.\begin{matrix} R_n^{+1\cdot s} \\ W_n^{+1\cdot c}\end{matrix}\right\} = \pm X_{n\cdot 1\cdot 0}^{+1}\,\eta\sin\Pi \pm X_{n\cdot 0\cdot 1}^{+1}\,e'\sin\pi' \qquad \left.\begin{matrix} R_n^{-1\cdot s} \\ W_n^{-1\cdot c}\end{matrix}\right\} = \mp X_{n\cdot 1\cdot 0}^{-1}\,\eta\sin\Pi \mp X_{n\cdot 0\cdot 1}^{-1}\,e'\sin\pi'$$

$$\left.\begin{matrix} R_n^{+2\cdot c} \\ W_n^{+2\cdot s}\end{matrix}\right\} = X_{n\cdot 2\cdot 0}^{+2}\,\eta^2\cos 2\Pi + X_{n\cdot 1\cdot 1}^{+2}\,\eta e'\cos(\Pi+\pi') + X_{n\cdot 0\cdot 2}^{+2}\,e'\cos 2\pi'$$
$$+ \overline{X}_{n\cdot 2\cdot 0}^{+2}\sin^2 j\cos 2\sigma + \overline{X}_{n\cdot 1\cdot 1}^{+2}\sin j\sin i'\cos(\sigma+\Omega') + \overline{X}_{n\cdot 0\cdot 2}^{+2}\sin^2 i'\cos 2\Omega'$$

$$\left.\begin{matrix} R_n^{+2\cdot s} \\ W_n^{+2\cdot c}\end{matrix}\right\} = \pm X_{n\cdot 2\cdot 0}^{+2}\,\eta^2\sin 2\Pi \pm X_{n\cdot 1\cdot 1}^{+2}\,\eta e'\sin(\Pi+\pi') \pm X_{n\cdot 0\cdot 2}^{+2}\,e'^2\sin 2\pi'$$
$$\pm \overline{X}_{n\cdot 2\cdot 0}^{+2}\sin^2 j\sin 2\sigma \pm \overline{X}_{n\cdot 1\cdot 1}^{+2}\sin j\sin i'\sin(\sigma+\Omega') \pm \overline{X}_{n\cdot 0\cdot 2}^{+2}\sin^2 i'\sin 2\Omega'$$

$$\left.\begin{matrix} R_n^{-2\cdot c} \\ W_n^{-2\cdot s}\end{matrix}\right\} = X_{n\cdot 2\cdot 0}^{-2}\,\eta^2\cos 2\Pi + X_{n\cdot 1\cdot 1}^{-2}\,\eta e'\cos(\Pi+\pi') + X_{n\cdot 0\cdot 2}^{-2}\,e'^2\cos 2\pi'$$
$$+ \overline{X}_{n\cdot 2\cdot 0}^{-2}\sin^2 j\cos 2\sigma + \overline{X}_{n\cdot 1\cdot 1}^{-2}\sin j\sin i'\cos(\sigma+\Omega') + \overline{X}_{n\cdot 0\cdot 2}^{-2}\sin^2 i'\cos 2\Omega'$$

$$\left.\begin{matrix} R_n^{-2\cdot s} \\ W_n^{-2\cdot c}\end{matrix}\right\} = \mp X_{n\cdot 2\cdot 0}^{-2}\,\eta^2\sin 2\Pi \mp X_{n\cdot 1\cdot 1}^{-2}\,\eta e'\sin(\Pi+\pi') \mp X_{n\cdot 0\cdot 2}^{-2}\,e'^2\sin 2\pi'$$
$$\mp \overline{X}_{n\cdot 2\cdot 0}^{-2}\sin^2 j\sin 2\sigma \mp \overline{X}_{n\cdot 1\cdot 1}^{-2}\sin j\sin i'\sin(\sigma+\Omega') \mp \overline{X}_{n\cdot 0\cdot 2}^{-2}\sin^2 i'\sin 2\Omega'.$$

Hier muss man um den betreffenden Koeffizienten $R_{l.m.n}^{\pm k_c^s}$ oder $W_{l.m.n}^{\pm k_c^s}$ zu erhalten einfach rechts für den Buchstaben X überall R bezw. W setzen und auf das Vorzeichen Rücksicht nehmen, z. B.

$$W_n^{+1\cdot c} = -W_{n\cdot 1\cdot 0}^{+1}\,\eta\sin\Pi - W_{n\cdot 0\cdot 1}^{+1}\,e'\sin\pi'.$$

Für die Neigungsstörungen $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ erhält man ganz ähnliche Gleichungen.

85) $$\mathfrak{Z} = \sum Z_n^{0\cdot s}\sin nw + \sum Z_n^{+1\cdot s}\sin(nw+v) + \sum Z_n^{+2\cdot s}\sin(nw+2v)$$
$$+ \sum Z_n^{-1\cdot s}\sin(nw-v) + \sum Z_n^{-2\cdot s}\sin(nw-2v)$$
$$+ \sum Z_n^{0\cdot c}\cos nw + \sum Z_n^{+1\cdot c}\cos(nw+v) + \sum Z_n^{+2\cdot c}\cos(nw+2v)$$
$$+ \sum Z_n^{-1\cdot c}\cos(nw-v) + \sum Z_n^{-2\cdot c}\cos(nw-2v)$$

86) $$\frac{d\mathfrak{Z}}{dv} = \sum \overline{Z}_n^{0\cdot c}\cos nw + \sum \overline{Z}_n^{+1\cdot c}\cos(nw+v) + \sum \overline{Z}_n^{+2\cdot c}\cos(nw+2v)$$
$$+ \sum \overline{Z}_n^{-1\cdot c}\cos(nw-v) + \sum \overline{Z}_n^{-2\cdot c}\cos(nw-2v)$$
$$+ \sum \overline{Z}_n^{0\cdot s}\sin nw + \sum \overline{Z}_n^{+1\cdot s}\sin(nw+v) + \sum \overline{Z}_n^{+2\cdot s}\sin(nw+2v)$$
$$+ \sum \overline{Z}_n^{-1\cdot s}\sin(nw-v) + \sum \overline{Z}_n^{-2\cdot s}\sin(nw-2v).$$

Hier ist

87) $$\left.\begin{matrix} Z_n^{0\cdot s} \\ \overline{Z}_n^{0\cdot c}\end{matrix}\right\} = (Y_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}^{+1} + Y_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}^{-1})\,\eta\sin j\cos(\sigma-\Pi) + (Y_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0}^{+1} + Y_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0}^{-1})\,\eta\sin i'\cos(\Omega'-\Pi)$$
$$+ (Y_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}^{+1} + Y_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}^{-1})\,e'\sin j\cos(\sigma-\pi') + (Y_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1}^{+1} + Y_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1}^{-1})\,e'\sin i'\cos(\Omega'-\pi')$$

$$\left.\begin{matrix} Z_n^{0\cdot c} \\ \overline{Z}_n^{0\cdot s}\end{matrix}\right\} = \mp(Y_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}^{+1} - Y_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}^{-1})\,\eta\sin j\sin(\sigma-\Pi) \mp (Y_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0}^{+1} - Y_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0}^{-1})\,\eta\sin i'\sin(\Omega'-\Pi)$$
$$\mp(Y_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}^{+1} - Y_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}^{-1})\,e'\sin j\sin(\sigma-\pi') \mp (Y_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1}^{+1} - Y_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1}^{-1})\,e'\sin i'\sin(\Omega'-\pi')$$

$$\left.\begin{matrix} Z_n^{+1\cdot s} \\ \overline{Z}_n^{+1\cdot c}\end{matrix}\right\} = Y_{n\cdot 1\cdot 0}^{+1}\sin j\cos\sigma + Y_{n\cdot 0\cdot 1}^{+1}\sin i'\cos\Omega' \qquad \left.\begin{matrix} Z_n^{-1\cdot s} \\ \overline{Z}_n^{-1\cdot c}\end{matrix}\right\} = Y_{n\cdot 1\cdot 0}^{-1}\sin j\cos\sigma + Y_{n\cdot 0\cdot 1}^{-1}\sin i'\cos\Omega'$$

87)
$$\left.\begin{matrix} Z_n^{+1\cdot c} \\ \overline{Z}_n^{+1\cdot s} \end{matrix}\right\} = \mp Y^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0} \sin j \sin\sigma \mp Y^{+1}_{n\cdot 0\cdot 1} \sin i' \sin\Omega' \qquad \left.\begin{matrix} Z_n^{-1\cdot c} \\ \overline{Z}_n^{-1\cdot s} \end{matrix}\right\} = \pm Y^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0} \sin j \sin\sigma \pm Y^{-1}_{n\cdot 0\cdot 1} \sin i' \sin\Omega'$$

$$\left.\begin{matrix} Z_n^{+2\cdot s} \\ \overline{Z}_n^{+2\cdot c} \end{matrix}\right\} = Y^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}\,\eta \sin j \cos(\sigma+\Pi) + Y^{+2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0}\,\eta \sin i' \cos(\Omega'+\Pi)$$
$$+ Y^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}\,e' \sin j \cos(\sigma+\pi') + Y^{+2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1}\,e' \sin i' \cos(\Omega'+\pi')$$

$$\left.\begin{matrix} Z_n^{+2\cdot c} \\ \overline{Z}_n^{+2\cdot s} \end{matrix}\right\} = \mp Y^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}\,\eta \sin j \sin(\sigma+\Pi) \mp Y^{+2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0}\,\eta \sin i' \sin(\Omega'+\Pi)$$
$$\mp Y^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}\,e' \sin j \sin(\sigma+\pi') \mp Y^{+2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1}\,e' \sin i' \sin(\Omega'+\pi')$$

$$\left.\begin{matrix} Z_n^{-2\cdot s} \\ \overline{Z}_n^{-2\cdot c} \end{matrix}\right\} = Y^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}\,\eta \sin j \cos(\sigma+\Pi) + Y^{-2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0}\,\eta \sin i' \cos(\Omega'+\Pi)$$
$$+ Y^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}\,e' \sin j \cos(\sigma+\pi') + Y^{-2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1}\,e' \sin i' \cos(\Omega'+\pi')$$

$$\left.\begin{matrix} Z_n^{-2\cdot c} \\ \overline{Z}_n^{-2\cdot s} \end{matrix}\right\} = \pm Y^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}\,\eta \sin j \sin(\sigma+\Pi) \pm Y^{-2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0}\,\eta \sin i' \sin(\Omega'+\Pi)$$
$$\pm Y^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}\,e' \sin j \sin(\sigma+\pi') \pm Y^{-2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1}\,e' \sin i' \sin(\Omega'+\pi').$$

Um die $Z^{k\cdot s}_{\cdot c}{}_{l.m.n\,o.p}$ bezw. $\overline{Z}^{k\cdot c}_{\cdot s}{}_{l.m.n.o.p}$ zu erhalten, ist statt des Buchstabens Y zu schreiben Z oder $\overline{Z}$ und auf das doppelte Vorzeichen zu achten.

Die Koeffizienten $\overline{Z}^{\pm k}_{l.m.n.o.p}$ der trigonometrischen Reihe für $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ sind in Br. I nicht gegeben, man erhält sie ohne weiteres aus den betreffenden Koeffizienten der Reihe für $\mathfrak{Z}$ durch Multiplikation mit $l(1+\mu) \pm k$, je nach Beschaffenheit des Argumentes. Bei charakteristischen Planeten muss man noch einige exargumentale Teile mitnehmen, die Formeln dafür habe ich in meiner Arbeit über die Planeten vom Hekuba-Typus auf pg. 139 gegeben.

Die Mittelpunktsgleichung lässt sich gleich in die für die definitiven Tafeln geeignete Form bringen; sie lautet nämlich:

88)
$$E = \sum E^s_n \sin 2n\frac{v}{2} + \sum E^c_n \cos 2n\frac{v}{2}$$
$$E^s_n = B'_n \eta^n \cos n\Pi, \qquad E^c_n = -B'_n \eta^n \sin n\Pi,$$

und es ist

89)
$$B'_1 = -2, \quad B'_2 = \tfrac{3}{4} + \tfrac{1}{8}\eta_m^2, \quad B'_3 = -\tfrac{1}{3} - \tfrac{1}{8}\eta_m^2, \quad B'_4 = \tfrac{5}{32},$$

wo für η_m hier völlig ausreichend der für die Mitte des Zeitintervalls der Tafel geltende Wert konstant angenommen werden kann.

Zum Schluss ist noch die Reduktion auf die Ekliptik, die Grösse $\Omega - \Sigma$ zu transformieren. Es reicht für die Zwecke abgekürzter Tafeln und bei schwachcharakteristischen Planeten völlig aus, den periodischen Teil dieser bei kleinen Neigungen ausserordentlich geringen Grösse zu vernachlässigen — er ist übrigens in der Theorie der kleinen Planeten vom Hekuba-Typus pg. 140—142 gegeben — und nur den langperiodisch elementaren Teil zu berücksichtigen. Es genügt zu

setzen:

90) $$\Omega - \Sigma = [-\tfrac{1}{2}\tau \sin^2 \iota]\, v - \tfrac{1}{2} \sin \iota \sin \iota_1 \sin (\Omega' - \Theta + \tau v).$$

Was nun die elementaren kurzperiodischen Funktionen (ϱ), (ζ) und $\frac{d(\zeta)}{dv}$ betrifft, so empfiehlt es sich $(\varrho) = \eta \cos (v - \Pi)$ nicht zu tabulieren, vielmehr nur η und Π und die Formel beim jedesmaligen Gebrauch auszurechnen. Dagegen kann bei kleineren Neigungen

91) $$(\zeta) = \sin j \sin (v - \sigma) = [\sin j \cos \sigma] \sin 2\frac{v}{2} - [\sin j \sin \sigma] \cos 2\frac{v}{2}$$

und

$$\frac{d(\zeta)}{db} = \sin j \cos (v - \sigma) = [\sin j \cos \sigma] \cos 2\frac{v}{2} + [\sin j \sin \sigma] \sin 2\frac{v}{2}$$

gleich mit den Tafeln für $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ vereinigt werden. Im Abschnitt 3 ist so verfahren worden.

Die Berechnung von η, Π, $\sin j$ und σ selbst gestaltet sich bei Annahme einer elliptischen Jupitersbewegung sehr einfach:

91 a) $$\eta \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} \Pi = \varkappa \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} (\Gamma + \varsigma v) + \varkappa_1 \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} \pi'$$

$$\sin j \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} \sigma = \sin \iota \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} (\Theta - \tau v) + \sin \iota_1 \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} \Omega'.$$

Die Formeln 88), 89) und 91) brauchen nicht weiter transformiert zu werden, da sie bereits die für unsere Tabulierungsmethode geeignete Form besitzen.

---

3. Die Ausdrücke für die Funktionen R, W, $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ waren in eine Form übergeführt, welche nur noch die Argumente

92) $$m w \pm n v$$

enthält. Wie nun bereits erwähnt wurde, besteht w aus einem Teile, welcher nur $\frac{v}{2}$ enthält und aus einem langperiodisch charakteristischen Teile. Wir wollen nun schreiben:

93) $$w = \frac{v}{2} - f, \quad f = -\frac{\delta}{2} v + B + \mu V,$$

und wollen diesen langperiodisch charakteristischen Teil f[1]), welcher sich ja auch nur wenig mit der Zeit ändert, wenngleich auch stärker als der langperiodisch

1) Nicht zu verwechseln mit der im vorigen Kapitel Formel 47) nur für die Konstantenbestimmung eingeführten Korrektion f der halben grossen Achse.

elementare Teil, wieder aus den Argumenten herausnehmen und mit den Koeffizienten $R_n^{m.c}$, $W_n^{m.c}$ etc. der Gleichungen 82), 83), 85) und 86) vereinigen. Wir können das allgemeine dort auftretende Argument schreiben:

93a) $$mw \pm nv = [m \pm 2n]\frac{v}{2} - mf$$

und die Sinus und Cosinus nach mf auflösen. Das Ergebnis ist dann folgendes:

94)
$$R = R_{c.0} + \sum R_{c.n} \cos n\frac{v}{2} + \sum R_{s.n} \sin n\frac{v}{2}$$
$$W^{1}) = V + \sum W_{c.n} \cos n\frac{v}{2} + \sum W_{s.n} \sin n\frac{v}{2}$$
$$\mathfrak{Z} = Z_{c.0} + \sum Z_{c.n} \cos n\frac{v}{2} + \sum Z_{s.n} \sin n\frac{v}{2}$$
$$\frac{d\mathfrak{Z}}{dv} = \sum \overline{Z}_{c.n} \cos n\frac{v}{2} + \sum \overline{Z}_{s.n} \sin n\frac{v}{2}.$$

Die Koeffizienten haben folgende Bedeutung:

95)
$$R_{c.0} = R_0^{0.c} + R_2^{-1.c}\cos 2f - R_2^{-1.s}\sin 2f + R_4^{-2.c}\cos 4f - R_4^{-2.s}\sin 4f$$
$$V = W_0^{0.s}.v + W_2^{-1.c}\cos 2f - W_2^{-1.s}\sin 2f + W_4^{-2.c}\cos 4f - W_4^{-2.s}\sin 4f$$
$$Z_{c.0} = Z_2^{-1.c}\cos 2f - Z_2^{-1.s}\sin 2f + Z_4^{-2.c}\cos 4f - Z_4^{-2.s}\sin 4f.$$

Das konstante Glied in $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ ist vernachlässigt, denn wie leicht zu ersehen ist, enthalten diese in Bezug auf $\frac{v}{2}$ konstanten Glieder nur die langperiodisch elementaren und charakteristischen Terme, welche in $\mathfrak{Z}$ ja rein von der Ordnung m' sind, in $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ also von der Ordnung $\tau m'$ bezw. $\delta m'$, sie sind also erster bis zweiter Ordnung in Bezug auf die störende Masse. Die allgemeinen Glieder haben in allen vier Gleichungen die folgende gemeinsame Form:

96)
$$U_{c.n} = U_n^{0.c}\cos nf - U_n^{0.s}\sin nf + U_{n-2}^{+1.c}\cos(n-2)f - U_{n-2}^{+1.s}\sin(n-2)f$$
$$+ U_{n+2}^{-1.c}\cos(n+2)f - U_{n+2}^{-1.s}\sin(n+2)f + U_{n-4}^{+2.c}\cos(n-4)f - U_{n-4}^{+2.s}\sin(n-4)f$$
$$+ U_{n+4}^{-2.c}\cos(n+4)f - U_{n+4}^{-2.s}\sin(n+4)f$$
$$U_{s.n} = U_n^{0.c}\sin nf + U_n^{0.s}\cos nf + U_{n-2}^{+1.c}\sin(n-2)f + U_{n-2}^{+1.s}\cos(n-2)f$$
$$+ U_{n+2}^{-1.c}\sin(n+2)f + U_{n+2}^{-1.s}\cos(n+2)f + U_{n-4}^{+2.c}\sin(n-4)f$$
$$+ U_{n-4}^{+2.s}\cos(n-4)f + U_{n+4}^{-2.c}\sin(n+4)f + U_{n+4}^{-2.s}\cos(n+4)f.$$

Man erhält hieraus die $R_{c.n}$, $R_{s.n}$, $W_{c.n}$, $W_{s.n}$ etc., indem man nur statt des Buchstabens U die R, W, Z bezw. $\overline{Z}$ zu setzen braucht. Die Glieder mit negativem Index sind zu unterdrücken. Die Zahl der rechtsstehenden Summanden

1) In Tafel VIII sind mit W gleich die Koeffizienten der Mittelpunktsgleichung [Formel 88)] vereinigt.

ist übrigens durch die Zahl der mitgenommenen Koeffizienten in den ursprünglichen Integralen R, W, $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ bedingt. Zu den Gleichungen für $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ in Formel 94) kommen nun noch die kurzperiodisch elementaren Teile aus Gleichung 91).

Die Koeffizienten unserer Störungsgleichungen sind infolge dieser Transformationen langperiodisch charakteristische Grössen geworden. Es reicht vollständig aus, die grösseren Koeffizienten (die niedrigzahligen n) von 50° zu 50° in der wahren Länge zu tabulieren, die kleineren Beträge von 100° zu 100° bezw. 200° zu 200° in v.

---

4. Es soll nunmehr für die Entwicklungen der Abschnitte **2** und **3** eine Anwendung auf (86) Semele gegeben und dabei näheres über die Rechnung einer speziellen Bewegungstafel mitgeteilt werden. Die Schlussresultate finden sich in Tafel VIII als abgekürzte Bewegungstafel niedergelegt.

Zunächst handelt es sich um die Feststellung des Zeitintervalls, für die Tafel. Es wurde hier nur zu 50 Jahren angenommen in Anbetracht, dass die absoluten Elemente doch in nicht zu ferner Zeit einer Verbesserung bedürfen, und es erstreckt sich auf die Jahre 1901 bis 1950. Eine Ueberschlagsrechnung ergab hierfür $v = 1600°$ bis $4900°$, nach der genauen Rechnung mit den fertigen Tafeln entsprechen diese Längen dem Zeitintervall 1900 Mai 27.78 bis 1951 Febr. 10.78.

Es wurden sodann die Werte der langperiodisch elementaren Funktionen, soweit sie zu den Gleichungen 84) und 87) gebraucht werden, von 500° zu 500° gerechnet. Es sollen hier nur die einfacheren Verbindungen angeführt werden.

97)

v	1600	2100	2600	3100	3600	4100	4600	4900
Π	27°.882	28°.078	28°.274	28°.470	28°.666	28°.862	29°.058	29°.176
σ	87.268	87.145	87.022	86.899	86.776	86.653	86.530	86.457
lg η	9.33235	9.33229	9.33222	9.33216	9.33210	9.33204	9.33197	9.33193
lg sin j	8.92126	8.92118	8.92111	8.92104	8.92097	8.92089	8.92082	8.92077
lg η sin Π	9.00228	9.00501	9.00772	9.01040	9.01307	9.01572	9.01834	9.01990
lg η cos Π	9.27876	9.27791	9.27705	9.27618	9.27532	9.27444	9.27354	9.27300
lg sin j sin σ	8.92076	8.92064	8.92052	8.92040	8.92028	8.92015	8.92002	8.91994
lg sin j cos σ	7.59950	7.61851	7.63670	7.65418	7.67098	7.68712	7.70270	7.71177

Es erfolgte darauf logarithmisch (auf 5 Stellen) die Berechnung der durch die Gleichungen 84) und 87) gegebenen Koeffizienten von 500° zu 500°. Die Resultate sollen hier gleich als Numeri und mit einer Dezimale mehr als nachher in den definitiven Tafeln mitgeteilt werden. In der folgenden Tabelle sind die in absoluter Zahl für R, $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ gegebenen Koeffizienten in Einheiten der sechsten Dezimale mitgeteilt, die für W in Graden und auf 0°,0001 abgerundet.

98)

v	1600	2100	2600	3100	3600	4100	4600	4900
$R_2^{-1\cdot c}$	+ 5605	+ 5594	+ 5582	+ 5570	+ 5559	+ 5548	+ 5536	+ 5529
$R_3^{-1\cdot c}$	+ 985	+ 982	+ 980	+ 977	+ 974	+ 971	+ 968	+ 966
$R_4^{-1\cdot c}$	— 992	— 989	— 986	— 983	— 980	— 976	— 973	— 971
$R_2^{-2\cdot c}$	+ 602	+ 597	+ 592	+ 586	+ 581	+ 576	+ 570	+ 567
$R_3^{-2\cdot c}$	+ 171	+ 168	+ 164	+ 161	+ 158	+ 155	+ 151	+ 150
$R_4^{-2\cdot c}$	— 436	— 427	— 418	— 408	— 399	— 390	— 380	— 375
$R_5^{-2\cdot c}$	— 139	— 136	— 132	— 128	— 124	— 120	— 117	— 114
$R_6^{-2\cdot c}$	+ 82	+ 80	+ 78	+ 75	+ 72	+ 70	+ 67	+ 66
$R_2^{-1\cdot s}$	— 3042	— 3062	— 3081	— 3100	— 3120	— 3140	— 3159	— 3171
$R_3^{-1\cdot s}$	— 671	— 676	— 680	— 685	— 690	— 695	— 700	— 703
$R_4^{-1\cdot s}$	+ 714	+ 720	+ 725	+ 730	+ 735	+ 741	+ 746	+ 749
$R_2^{-2\cdot s}$	— 766	— 769	— 772	— 775	— 779	— 782	— 785	— 786
$R_4^{-2\cdot s}$	+ 1023	+ 1028	+ 1032	+ 1036	+ 1040	+ 1045	+ 1049	+ 1052
$W_2^{+1\cdot c}$	— 612	— 616	— 620	— 624	— 628	— 632	— 635	— 638
lg $W_2^{-1\cdot c}$	0.2782_n	0.2810_n	0.2838_n	0.2866_n	0.2894_n	0.2921_n	0.2948_n	0.2964_n
$W_3^{-1\cdot c}$	— 968	— 975	— 982	— 989	— 996	— 1004	— 1011	— 1015
$W_4^{-1\cdot c}$	+ 793	+ 799	+ 805	+ 810	+ 816	+ 822	+ 828	+ 831
$W_2^{-2\cdot c}$	— 406	— 408	— 410	— 411	— 413	— 415	— 417	— 418
$W_4^{-2\cdot c}$	+ 3676	+ 3692	+ 3708	+ 3724	+ 3739	+ 3755	+ 3770	+ 3779
$W_5^{-2\cdot c}$	+ 520	+ 522	+ 524	+ 526	+ 528	+ 530	+ 532	+ 534
$W_2^{+1\cdot s}$	+ 1157	+ 1155	+ 1153	+ 1150	+ 1148	+ 1146	+ 1143	+ 1142
lg $W_2^{-1\cdot s}$	0.5328_n	0.5318_n	0.5309_n	0.5300_n	0.5290_n	0.5281_n	0.5271_n	0.5265_n
$W_3^{-1\cdot s}$	— 1360	— 1356	— 1352	— 1348	— 1344	— 1339	— 1335	— 1332
$W_4^{-1\cdot s}$	+ 1124	+ 1120	+ 1117	+ 1113	+ 1110	+ 1107	+ 1103	+ 1101
$W_2^{-2\cdot s}$	— 193	— 190	— 186	— 183	— 180	— 176	— 173	— 171
$W_4^{-2\cdot s}$	+ 1397	+ 1362	+ 1327	+ 1292	+ 1258	+ 1223	+ 1189	+ 1168
$W_5^{-2\cdot s}$	+ 175	+ 170	+ 165	+ 160	+ 155	+ 149	+ 144	+ 141
$W_6^{-2\cdot s}$	— 89	— 86	— 83	— 81	— 78	— 76	— 73	— 71

Alle übrigen Glieder sowie sämtliche Koeffizienten in $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ konnten für das ganze Intervall als konstant angesehen werden und wurden für die Mitte der Zeit für $v = 3100$ nur berechnet. Die Werte sind in gleicher Einheit wie vorhin:

99)

$R_0^{0\cdot c} + 53$	$R_1^{+1\cdot c} - 93$	$R_1^{+1\cdot s} - 50$	$R_5^{-2\cdot s} + 401$	$W_3^{+1\cdot c} - 40$	$W_3^{-2\cdot c} - 13$
$R_1^{0\cdot c} - 615$	$R_2^{+1\cdot c} - 63$	$R_2^{+1\cdot s} - 34$	$R_6^{-2\cdot s} - 257$	$W_4^{+1\cdot c} - 11$	$W_6^{-2\cdot c} - 272$
$R_2^{0\cdot c} + 7537$	$R_1^{-1\cdot c} - 94$	$R_1^{-1\cdot s} + 37$	$W_2^{0\cdot c} - 76$	$W_1^{-1\cdot c} + 183$	lg $W_0^{0\cdot s}$ 6.4144 [1])
$R_3^{0\cdot c} + 410$	$R_5^{-1\cdot c} - 94$	$R_5^{-1\cdot s} + 76$	$W_4^{0\cdot c} - 33$	$W_5^{-1\cdot c} + 71$	$W_1^{0\cdot s} + 1193$
$R_4^{0\cdot c} + 109$	$R_6^{-1\cdot c} - 53$	$R_6^{-1\cdot s} + 29$	$W_0^{+1\cdot c} - 32$	$W_6^{-1\cdot c} + 19$	$W_2^{0\cdot s} - 6933$
$R_5^{0\cdot c} + 38$	$R_2^{0\cdot s} - 89$	$R_3^{-2\cdot s} - 377$	$W_1^{+1\cdot c} + 25$	$W_2^{+2\cdot c} + 164$	$W_3^{0\cdot s} - 352$

1) lg $W_0^{0\cdot s}$ ist in absoluter Zahl und nicht in Graden ausgedrückt.

99)

$W_4^{0\cdot s} - 291$	$W_1^{-1\cdot s} + 272$	$Z_1^{-1\cdot c} + 59$	$Z_1^{-1\cdot s} + 3$	$\overline{Z}_3^{-1\cdot c} + 2$	$\overline{Z}_2^{-2\cdot s} - 162$
$W_5^{0\cdot s} - 27$	$W_5^{-1\cdot s} + 92$	$Z_2^{-1\cdot c} + 59$	$Z_2^{-1\cdot s} + 3$	$\overline{Z}_4^{-1\cdot c} - 9$	
$W_0^{+1\cdot s} + 60$	$W_6^{-1\cdot s} + 36$	$Z_3^{-1\cdot c} + 66$	$Z_3^{-1\cdot s} + 4$	$\overline{Z}_2^{-2\cdot c} - 74$	
$W_1^{+1\cdot s} - 47$	$W_2^{+2\cdot s} - 106$	$Z_4^{-1\cdot c} - 59$	$Z_4^{-1\cdot s} - 8$	$\overline{Z}_2^{0\cdot s} - 175$	
$W_3^{+1\cdot s} + 75$	$W_3^{-2\cdot s} - 46$	$Z_2^{-2\cdot c} - 175$	$Z_2^{-2\cdot s} + 80$	$\overline{Z}_3^{-1\cdot s} - 41$	
$W_4^{+1\cdot s} + 21$	$Z_2^{0\cdot c} + 163$	$Z_2^{0\cdot s} + 6$	$\overline{Z}_2^{0\cdot c} + 6$	$\overline{Z}_4^{-1\cdot s} + 68$	

Die Koeffizienten der Mittelpunktsgleichung erhält man wie schon erwähnt gleich in der definitiven Form, ihre Werte sind in Tafel VIII gleich mit den betreffenden W-Koefficienten vereinigt gegeben, ebenso ermittelt man $\mathfrak{Q} - \Sigma$, η, Π und σ in definitiver Form, die Zahlen sind in Tafel VIII, 3 mitgeteilt. Die Resultate für $\sin j \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} \sigma$, welche zur Berechnung der Formel 91) gebraucht werden, sind bereits unter 97) angegeben worden.

Zur Berechnung der in Formel 95) und 96) gegebenen Koeffizienten bedarf es der Kenntnis des Argumentes f und damit der Funktion V. Zur Ermittelung des V wurde nun folgendes Näherungsverfahren eingeschlagen. Nach 95) ist:

95) $$V = W_0^{0\cdot s} v + W_2^{-1\cdot c} \cos 2f - W_2^{-1\cdot s} \sin 2f + W_4^{-2\cdot c} \cos 4f - W_4^{-2\cdot s} \sin 4f$$

$$f = -\frac{\delta}{2} v + B + \mu V.$$

Setzt man nun

100) $$\varphi = \left(\mu W_0^{0\cdot s} - \frac{\delta}{2}\right) v + B,$$

was also schon bekannt ist und

$$f = \varphi + \mu V_p$$

wo V_p den periodischen Teil von V bedeutet und bei schwach charakteristischen Planeten nur wenige Grade beträgt (bei Semele überschreitet V_p nie 6^0), so kann man in erster Näherung V_p in f vernachlässigen, also rechnen:

101 a) $$(V)_1 = W_0^{0\cdot s} v + W_2^{-1\cdot c} \cos 2\varphi - W_2^{-1\cdot s} \sin 2\varphi + W_4^{-2\cdot c} \cos 4\varphi - W_4^{-2\cdot s} \sin 4\varphi.$$

Mit diesem $(V)_1$ bildet man nun in zweiter Näherung das Argument f, welcher Wert in den meisten Fällen als definitiver bereits angesehen werden kann, eventuell rechnet man mit diesem f noch einmal V nach der strengen Formel 95) als dritte Näherung.

So ergab sich bei Semele für die drei grössten Werte von V im Intervall 1600^0 bis 4900^0:

101 b)

v	1600	2400	4700
$(V)_1$ = 1. Näherung	— 1ᵍ530	— 3ᵍ981	+ 3ᵍ867
$(V)_2$ = 2. „	— 1.607	— 4.022	+ 3.891
$(V)_3$ = 3. „	— 1.611	— 4.022	+ 3.891

Ist dagegen V_p erheblich gross, wie es z. B. bei Hekuba der Fall war, wo der Maximalwert (die Summe der absoluten Beträge der Koeffizienten ersten und zweiten Grades) 27^0 beträgt, so dürfte folgendes auf der Auflösungsmethode der Keplerschen Gleichung beruhende Näherungsverfahren schneller zum Ziele führen. Man löst zu diesem Zwecke die Gleichung 95) nach φ auf und setzt:

102a) $$V_{1\cdot c} = -W_2^{-1\cdot s}\sin 2\varphi + W_2^{-1\cdot c}\cos 2\varphi \qquad V_{2\cdot c} = -W_4^{-2\cdot s}\sin 4\varphi + W_4^{-2\cdot c}\cos 4\varphi$$
$$V_{1\cdot s} = W_2^{-1\cdot s}\cos 2\varphi + W_2^{-1\cdot c}\sin 2\varphi \qquad V_{2\cdot s} = W_4^{-2\cdot s}\cos 4\varphi + W_4^{-2\cdot c}\sin 4\varphi.$$

Setzt man weiter abgekürzt für die erste Näherung:

102b) $$A = V_{1\cdot c} + V_{2\cdot c}, \qquad a = V_{1\cdot s} + 2V_{2\cdot s}$$
$$A = V_p + a\sin V_p,$$

so hat man die bekannte Form der Keplerschen Gleichung zur Ermittelung von V_p. Hat man nun aus 102b) einen Näherungswert für V_p auf 0°1 genau erhalten, wozu höchstens ein zweimaliges Durchrechnen der Keplerschen Gleichung für die um 200^v in v auseinanderliegenden Punkte nötig ist, wenn man nicht die bekannten Hilfstafeln[1]) zur Auflösung dieser transzendenten Gleichung benutzen will, dann ermittelt man mit diesem Näherungswerte in zweiter Näherung jetzt von 100^0 zu 100^0 in v unter Benutzung der nach 102a) gerechneten Koeffizienten aus

102c) $$V_p = V_{1\cdot c}\cos 2\mu V_p - V_{1\cdot s}\sin 2\mu V_p + V_{2\cdot c}\cos 4\mu V_p - V_{2\cdot s}\sin 4\mu V_p$$

einen genaueren Wert von V_p. Eventuell ist aus 102c) V_p noch einmal in dritter Näherung zu ermitteln, auf 50^0 zu 50^0 in v zu interpolieren und schliesslich $f = \varphi + \mu V_p$ zu bilden.

Rechnet man nach diesem Verfahren bei Semele wieder für die früheren v das V_p aus, so erhält man:

102d)

v	1600	2400	4700	
$V_p =$	−1°618	−4°034	+3°900	1. Näherung, einmaliges Auflösen d. Keplerschen Gleichung
$V_p =$	−1.612	−4.022	+3.890	2. „ , nach Gleichung (102c)
$V_p =$	−1.611	−4.022	+3.891	3. „ , „ „ „

Ein Vergleich mit Tabelle 101b) zeigt, dass hier schon die erste Näherung einen richtigeren Wert liefert, dabei war die Keplersche Gleichung nur einmal nach der Formel $V_p = A - a\sin A$ aufgelöst worden. Die Rechenarbeit ist bei diesem zweiten Näherungsverfahren freilich etwas bedeutender.

1) Eine vorzügliche Zusammenstellung der Methoden und Hilfstafeln zur Auflösung der Keplerschen Gleichung findet sich bei Bauschinger: Tafeln zur theoretischen Astronomie. Leipzig 1901.

Sobald das Argument f bekannt ist, steht der endgiltigen Berechnung der Tafeln nach den Formeln 95) und 96) nichts mehr im Wege. Diese Rechnung lässt sich bequem mit den Crelleschen Tafeln ausführen und bietet keine grösseren Schwierigkeiten. Die Resultate sind um eine Dezimale gekürzt in Tafel VIII unter 2 und 3 gegeben. Zu bemerken wäre nur, dass die Koeffizienten der Mittelpunktsgleichung (Formel 88) gleich mit den bezüglichen Koeffizienten von W vereinigt sind, sodass die Tafel die Berechnung von $E + W$ gibt. Ebenso sind die Koeffizienten des kurzperiodisch elementaren Teiles $(\mathfrak{z})$ und $\frac{d(\mathfrak{z})}{dv}$ (Formel 91) auch mit den betreffenden Gliedern von $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ vereinigt, sodass man gleichfalls aus der Tafel direkt $\mathfrak{z}$ und $\frac{d\mathfrak{z}}{dv}$ erhält.

---

5. Unsere speziellen Bewegungstafeln geben uns in Tafel VIII, 2 und 3 die Störungsbeträge für die wahre Länge als Argument. Da diese selbst nicht direkt zugänglich ist, sondern die Zeit bezw. die lineare Funktion L derselben, die mittlere Länge im Sinne Gyldéns, so müssen wir noch eine Tabelle berechnen, welche mit dem Argument L direkt die Entnahme von v gestattet.

Um die Berechnung dieser Tabelle nicht zu erschweren und ihren Umfang nicht zu stark zu vermehren, soll hier ein Näherungsverfahren gegeben werden, durch das man mit einem genähert bekannten v nach einer leichten Korrektionsrechnung sofort den richtigen Wert von v erhält. Es genügt dann v mit einer Genauigkeit von 0°1 zu tabulieren und die Tabelle in Intervallen von 10° zu 10° in L anzulegen. Bei der Berechnung der Tabelle selbst reicht es aus nnr die grössten Glieder $\frac{\sin}{\cos} 2\frac{v}{2}$ und $\frac{\sin}{\cos} 4\frac{v}{2}$ in $E+W$ von 10° zu 10° des v zu rechnen, alle anderen Glieder dagegen von 50° zu 50° und nachher für die 10°-Werte zu interpolieren. V, der charakteristische Teil des W, ist ja von der Ermittelung des Argumentes f her für je 50° in v bekannt und kann ohne weiteres interpoliert werden.

Ist nun erst die Funktion $E+W$ unter Benutzung der vorher fertig gestellten Tafel VIII, 2 und 3 für je 10° des v ermittelt, so hat man auch

$$L = v + E + W$$

mit dem Argument v. Daraus erhält man leicht durch Interpolation wieder v mit dem Argument L und zwar von 10° zu 10° des Argumentes. Diese Rechnung geschah auf 0°01 und ist auf 0°1 abgekürzt in 1 der Tafel VIII gegeben. Daselbst befindet sich auch eine Tabelle zur bequemen Bildung der Grösse $L = nt + A$ für die Jahre 1900—1951.

Um nun für eine Epoche t den genauen Wert von v zu erhalten, bildet man sich für t die mittlere Länge L und entnimmt mit ihr aus der Tafel VIII, 1 das v auf 0°1 genähert $= [v]$. Mit diesem $[v]$ erhält man die Koeffizienten der Reihe $E+W$ aus den betreffenden Spalten von Tafel VIII, 2—3, bildet dann

die Argumente $\frac{n}{2}[v]$ und damit den genäherten Ausdruck $[E+W]$. Dann erhält man nach der Definitionsgleichung von L:

103) $$[L] = [v] + [E+W]$$

d. h. den Wert von L, welcher streng für das genäherte $[v]$ gilt und einer Epoche $[t]$ entspricht und der übrigens um nicht viel mehr als $\pm 0^{\circ}1$ von unserem Ausgangswerte L verschieden ist. Setzt man nun

104) $$L - [L] = \Delta L,$$

so erhält man durch Korrektionsrechnung:

105) $$\Delta L = \Delta v + \Delta (E+W)$$
$$\Delta v = v - [v].$$

Es ist offenbar, dass nur die grössten Glieder in $E+W$ durch eine Korrektion des v um $0^{\circ}1$ merklich sich ändern und es genügt deswegen nur für sie die Korrektion $\Delta(E+W)$ abzuleiten. Diese Glieder sind

$$\text{pars}\,(E+W) = (E_1'+W_{s\cdot 2})\sin 2\frac{v}{2} + (E_1^c+W_{c\cdot 2})\cos 2\frac{v}{2} + (E_2'+W_{s\cdot 4})\sin 4\frac{v}{2}$$
$$+ (E_2^c+W_{c\cdot 4})\cos 4\frac{v}{2}$$

und es ist

106) $$\Delta(E+W) = \left[(E_1'+W_{s\cdot 2})\cos 2\frac{v}{2} - (E_1^c+W_{c\cdot 2})\sin 2\frac{v}{2} + 2(E_2'+W_{s\cdot 4})\cos 4\frac{v}{2}\right.$$
$$\left. - 2(E_2^c+W_{c\cdot 4})\sin 4\frac{v}{2}\right]\Delta v = C\Delta v.$$

Nach Gleichung (105) ist dann

107) $$\Delta v = \frac{\Delta L}{1+C},$$

wo C in absoluter Zahl nach (106) zu rechnen ist.

Mit dem genauen Werte $v = [v] + \Delta v$ entnimmt man die Koeffizienten in R, $\mathfrak{z}$ und $\frac{d\mathfrak{z}}{dv}$, sowie $\lg \eta$, Π und $\Omega - \Sigma$, bildet noch einmal die Argumente $\frac{nv}{2}$ und berechnet die Reihen für obige drei Funktionen. Diese ganze Rechnung lässt sich in ca. $\frac{1}{2}$ Stunde erledigen; danach ist zu rechnen, wenn es sich um die Ermittlung eines Planetenortes für die Zeit t handelt,

108) $$l = v + (\Omega - \Sigma) - \tfrac{1}{2}\mathfrak{z}\frac{d\mathfrak{z}}{dv}, \quad \sin b = \mathfrak{z}, \quad \text{Aeq. } 1850.0.$$
$$(\varrho) = \eta\cos(v-\Pi), \quad \varrho = (\varrho) + R$$
$$r = \frac{a(1-\eta^2)}{1+\varrho}$$

wo der Ausdruck $a(1-\eta^2)$ in VIII, 3 gleichfalls tabuliert ist.

Hieraus erhält man nach den bekannten Formeln

109)
$$\begin{aligned} \varrho \cos\lambda \cos\beta &= r \cos l \cos b + R_\odot \cos L_\odot \\ \varrho \sin\lambda \cos\beta &= r \sin l \cos b + R_\odot \sin L_\odot \\ \varrho \sin\beta &= r \sin b \end{aligned}$$

die geozentrischen Ekliptikalkoordinaten ϱ, λ und β, wo übrigens die Sonnenlänge $L_\odot$ auch auf Aequinox 1850.0 bezogen sein muss und wo die Sonnenbreite selbstverständlich vernachlässigt wird. Die weitere Rechnung geht dann in der üblichen Weise vor sich und kann hier übergangen werden.

Man kann aber auch nach einem Vorschlage von Herrn Brendel sogenannte instantane Elemente nach folgenden Formeln ableiten:

110) $\operatorname{tg}\frac{\varepsilon_0}{2} = \sqrt{\frac{1-\eta}{1+\eta}}\operatorname{tg}\frac{v_0 - \Pi}{2}$, wo $\sqrt{\frac{1-\eta}{1+\eta}}$ in VIII, 3 tabuliert ist,

$$M_0' = \varepsilon_0 - \eta \sin\varepsilon_0, \quad \sin\varphi' = \eta, \quad \omega' = \Pi - \Sigma, \quad (\varrho) = \eta\cos(v_0 - \Pi)$$

$$\nu = \frac{R}{1+(\varrho)}, \quad a_0' = \frac{a}{1+\nu} \quad \mu_0' = \frac{k}{a_0'^{\frac{3}{2}}},$$

110a)
$$\begin{aligned} \sin i \sin(v_0 - \Sigma) &= \zeta \\ \sin i \cos(v_0 - \Sigma) &= \frac{d\zeta}{dv}, \end{aligned} \quad \Omega = \Sigma + (\Omega - \Sigma),$$

damit hat man die instantanen Elemente:

$$\begin{aligned} a_0', \quad \mu_0', \quad \varphi', \quad \omega' \quad &\text{Aequinox 1850.0} \\ M_0', \quad i, \quad \Omega \quad &\text{Oskulationsepoche } t_0. \end{aligned}$$

i und Ω sind übrigens oskulierende Elemente, da ja zu ihrer Bestimmung auch der Differentialquotient der dritten Koordinate benutzt wurde. Diese Elemente wären noch auf das gewünschte Aequinox zu reduzieren und können dann zur Ephemeridenrechnung in bekannter Weise verwandt werden.

Derartige instantane Elemente besitzen jedoch nicht die Genauigkeit der oskulierenden Elemente, eine nach ihnen gerechnete Ephemeride weicht nach mehreren Tagen bis zu einer Bogenminute ab, deswegen empfiehlt es sich eine längere, mehr als 20 Tage etwa umfassende Ephemeride lieber aus einer Reihe heliozentrischer Oerter zu rechnen, wenn man es nicht vorzieht wirkliche oskulierende Elemente abzuleiten. Dazu bedarf es aber noch der Kenntnis der Derivierten $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$, zu deren Berechnung die Koeffizienten in Tafel VIII, 4 gegeben sind.

Eine Methode der Ermittelung oskulierender Elemente wird im Schlusskapitel mitgeteilt, daselbst sind auch einige numerische Daten über die Genauigkeit instantaner Elemente angeführt.

6. Wir wollen hier noch ein Beispiel für die Benutzung der Tafeln VIII, 1—3 zur Berechnung eines Bahnortes und eines instantanen Elementensystems geben.

Gesucht werden für die Epoche 1906 März 26.5 die heliozentrischen Ekliptikalkoordinaten und die instantanen Elemente.

A) Berechnung der Störungen.

Aus VIII, 1 erhält man für L:

für	1906:	1945°660
„	März 0:	10.613 (Gemeinjahr)
„	Tag 26:	4.676
„	St. 12:	0.090
also	L =	1961°039

Damit aus der Tafel für $[v]$ genähert: $[v] = 1977°7$

$\frac{1}{2}[v] = 988°85 = 268°85$, $\frac{2}{2}[v] = 177°7$, $\frac{3}{2}[v] = 86°55$, $\frac{4}{2}[v] = 355°4$

$\frac{5}{2}[v] = 264°25$, $\frac{6}{2}[v] = 173°1$, $\frac{8}{2}[v] = 350°8$.

Zu beachten ist hier, dass man bei Bildung von $\frac{1}{2}[v]$ das $[v]$ noch durchzählt und dann erst $m \cdot 360^0$ abzieht, es also nicht aus $\frac{[v]-m\cdot 360^0}{2}$ (88°35 in unserem Falle) berechnet. Mit $[v] = 1977°7$ entnimmt man darauf die Koeffizienten $W_{s.n}$ und $W_{c.n}$ aus den Tafeln VIII, 2 und 3 und rechnet:

n	$W_{s.n}$	$W_{c.n}$	$\sin\frac{n}{2}[v]$	$\cos\frac{n}{2}[v]$	$\sin\frac{n}{2}[v] \times W_{s.n}$	$\cos\frac{n}{2}[v] \times W_{c.n}$
0	—	—	—	—	—	— 2°604
1	— 0°028	+ 0°086	— 1.000	— 0.020	+ 0°028	— 0.002
2	— 22.318	+ 11.287	+ 0.0401	— 0.9992	— 895	— 11.279
3	+ 34	+ 15	+ 0.998	+ 0.060	+ 34	+ 1
4	+ 1.234	— 1.678	— 0.0802	+ 0.9968	— 99	— 1.673
5	— 8	0	— 0.995	— 0.10	+ 8	0
6	— 36	+ 201	+ 0.120	— 0.993	— 4	— 199
8	— 8	— 17	— 0.16	+ 0.99	+ 1	— 17
				Σ	— 0°927	— 15°773
					$[E+W] = -16°700$	

Nach 103) und 104) hat man:

$$[L] = 1961°000, \quad \Delta L = +0°039.$$

Jetzt ist das Korrektionsglied C nach Formel 106) zu rechnen:

$n = 2$	$n\,W_{s\cdot n}\cos\frac{n}{2}[v] = +22^{\circ}3$	$-n\,W_{c\cdot n}\sin\frac{n}{2}[v] = -0^{\circ}5$	$C = +24^{\circ}1 = +0{,}421$
$n = 4$	$+\ 2.5$	-0.2	$1+C = 1{,}421$
	$+24^{\circ}8$	$-0^{\circ}7$	

Nach 107) hat man dann:

$$\Delta v = \frac{+0^{\circ}039}{1.421} = +0^{\circ}027 \qquad v = 1977^{\circ}727.$$

Mit diesem strengen Werte von v bildet man folgende Argumente neu:

n	$\frac{n}{2}v$	$\sin\frac{n}{2}v$	$\cos\frac{n}{2}v$
2	177°727	+ 0.0397	− 0.9992
4	355.454	− 0.0793	+ 0.9969

Alle anderen Argumente und Funktionen werden aus der Näherungsrechnung entnommen. Mit dem strengen Werte von v werden dann auch die Störungsbeträge für R, $\mathfrak{z}$ und $\frac{d\mathfrak{z}}{dv}$ aus VIII, 2 und 3 entnommen:

n	$R_{c\cdot n}$	$R_{s\cdot n}$	$\cos\frac{n}{2}v \times R_{c\cdot n}$	$\sin\frac{n}{2}v \times R_{s\cdot n}$
0	—	—	+ 0.00393	—
1	+ 0.00031	+ 0.00047	− 1	− 0.00047
2	+ 642	− 191	− 641	− 8
3	− 23	+ 22	− 1	+ 22
4	+ 1	− 3	+ 1	0
5	—	—	—	—
		Σ	− 0.00249	− 0.00033
			$\boldsymbol{R = -0.00282}$	

n	$Z_{c\cdot n}$	$Z_{s\cdot n}$	$\overline{Z}_{c\cdot n}$	$\overline{Z}_{s\cdot n}$	$\cos\frac{n}{2}v \times Z_{c\cdot n}$	$\sin\frac{n}{2}v \times Z_{s\cdot n}$	$\cos\frac{n}{2}v \times \overline{Z}_{c\cdot n}$	$\sin\frac{n}{2}v \times \overline{Z}_{s\cdot n}$
0	—	—	—	—	+ 0.00005	—	—	—
1	− 0.00010	+ 0.00003	+ 0.00003	+ 0.00003	0	− 0.00003	0.00000	− 0.00003
2	− 8331	+ 392	+ 393	+ 8330	+ 8324	+ 16	− 393	+ 331
				Σ	+ 8329	+ 13	− 393	+ 328
					$\boldsymbol{\mathfrak{z} = +0.08342}$		$\boldsymbol{\frac{d\mathfrak{z}}{dv} = -0.00065}$	

Weiter entnimmt man noch aus VIII, 3:

$$\lg \eta = 9.33230 \qquad \Pi = 28^\circ030 \qquad \Omega - \Sigma = -0^\circ012$$

und rechnet damit:

$$v - \Pi = \mathrm{v} = 149^\circ697 \qquad \lg \cos \mathrm{v} = 9.93620_n \qquad \lg(\varrho) = 9.26850_n.$$

B) Berechnung der heliozentrischen Ekliptikalkoordinaten.

Man bildet aus obigen Werten:

$$-\tfrac{1}{2}\vartheta \frac{d\vartheta}{dv} = +0.000027 = +0^\circ002, \qquad v + (\Omega - \Sigma) = 177^\circ715$$

$$1 + R = 0.997180, \qquad (\varrho) = -0.185567, \qquad (1 + \varrho) = +0.811613,$$

und rechnet nach Formel 108):

$$\lg(1 + \varrho) = 9.90935, \qquad \text{aus Tafel VIII, 3: } \lg[a(1 - \eta^2)] = 0.47195$$

$$1906 \text{ März } 26{,}5 \quad l = 177^\circ 43'0 \quad b = +4^\circ 47'1 \quad \lg r = 0.56260$$

Aequinox $1850^\circ0$.

C) Berechnung instantaner Elemente.

Nach Formel 110) ist zu rechnen:

$$\left.\begin{array}{r} \frac{v_0 - \Pi}{2} = 74^\circ848 \quad \lg \mathrm{tg} \frac{v_0 - \Pi}{2} = 0.56736 \\ \text{aus VIII, 3: } \lg \sqrt{\frac{1-\eta}{1+\eta}} = 9.90517 \end{array}\right\} \quad \lg \mathrm{tg} \frac{\varepsilon_0}{2} = 0.47253$$

$$\frac{\varepsilon_0}{2} = 71^\circ3825 \quad \varepsilon_0 = 142^\circ765 \quad \lg \sin \varepsilon_0 = 9.78182 \quad \left| \begin{array}{r} \lg(\eta)^0 = 1.09042 \\ \lg(\eta)^0 \sin \varepsilon_0 = 0.87224 \\ \text{Num.} = +7^\circ452 \end{array}\right.$$

$$\left.\begin{array}{r} \lg[1 + (\varrho)] = 9.91086 \\ \lg R = 7.45025_n \end{array}\right| \quad \lg \nu = 7.53939_n \quad \left| \begin{array}{r} \lg(1 + \nu) = 9.998494 \\ \text{aus VIII, 3: } \lg a = 0.492487 \end{array}\right.$$

$$\left.\begin{array}{r} \lg a_0^{\frac{3}{2}} = 0.740989 \\ \text{aus VIII, 3: } \lg k = 3.550007 \end{array}\right| \quad \lg \mu_0 = 2.809018$$

$$\left.\begin{array}{r} \lg \vartheta = 8.92127 \\ \lg \frac{d\vartheta}{dv} = 6.81291_n \end{array}\right| \quad \begin{array}{r} \lg \mathrm{tg}(v_0 - \Sigma) = 2.10836_n \\ \lg \sin(v_0 - \Sigma) = 9.99999 \end{array}$$

$$v_0 - \Sigma = 90^\circ446 \qquad \Sigma = 87^\circ281$$

$$\lg \sin i = 8.92128.$$

Daraus erhält man folgende instantane Elemente:

Epoche und Oskulation 1906 März 26.5

$M_0' = 135^\circ 18'.8$ $\lg a_0' = 0.493993$ $\omega' = 300^\circ 44'.9$ $\Omega = 87^\circ 16'.1$

$\mu_0' = 644''.196$ $\varphi' = 12^\circ 24'.7$ $i = 4^\circ 47'.1$

Aequinox 1850.0.

Viertes Kapitel.

Zwei Methoden zur Verbesserung absoluter Bahnen aus den Beobachtungen (Säkularvariation der Elemente). Aufstellung hierzu dienender Hilfstafeln für (86) Semele.

§ 1. Verbesserung absoluter Elemente unter Berücksichtigung der Hauptstörungen in Anlehnung an Oppolzers Methode.

1. Die hier abgeleitete Methode gilt in ihren Grundzügen für Elemente aller Typen, aber wie wir bei der Tabulierung der Störungen uns auf den Hekubatypus beschränkten, um die bekannte Relation zwischen $\frac{n'}{n}$ und δ einführen zu können und danach die Trennung der Argumente vorzunehmen, so geht es auch hier nicht anders.

Bei der im zweiten Kapitel auseinandergesetzten Methode der Bestimmung absoluter Elemente hatten wir nur die hauptsächlichsten Störungen berücksichtigt und die langperiodisch elementaren Glieder von der Form A gänzlich vernachlässigt, ebenso die B-Glieder und charakteristischen Terme dritten Grades nicht mitgenommen.

Diese Vernachlässigungen werden sich, soweit es sich um kurzperiodische Störungen handelt, in geringerem Maße bereits nach kürzerer Zeit bemerkbar machen. Die Ausserachtlassung der A-Glieder macht sich dagegen erst nach Jahren geltend, ihr Einfluss wächst dann aber von Jahr zu Jahr — den säkularen Störungen vergleichbar — sodass schliesslich eine Neubestimmung der Integrationskonstanten erforderlich wird. Diese soll nun dadurch erfolgen, dass wir empirisch aus der Vergleichung mit den Beobachtungen der inzwischen verflossenen Zeitepoche die Korrektionen unserer absoluten Elemente ableiten. Es handelt sich also bei diesem von Herrn Brendel „Säkularvariation der Elemente" genannten Verfahren um das gewöhnliche Bahnverbesserungsproblem. Kompliziert

wird es bei den absoluten Elementen der elliptischen Bewegung gegenüber dadurch, dass zur Bestimmung jener die Störungen benutzt wurden und dass daher nicht nur die Korrektionen für die Elemente selbst sondern auch für die Störungen in Rechnung gebracht werden müssen und dass schliesslich wieder die Korrektionen der Störungen durch die Elementkorrektionen ersetzt werden müssen.

Wir werden uns nun im folgenden der von Oppolzer im II. Bande seiner Bahnbestimmung[1]) pg. 382—391 gegebenen Methode der Elementenverbesserung in ihren Grundzügen bedienen und sie für unsere Zwecke weiter umgestalten. Man könnte hierbei zwei Wege einschlagen:

Einmal könnte man die von der elliptischen Bewegung her bekannten Beziehungen zwischen den $\Delta\alpha$ und $\Delta\delta$ und den Korrektionen der oskulierenden Elemente benutzen und brauchte dann nur letztere durch die Korrektionen der absoluten Elemente und der Störungen zu ersetzen. Die Beziehungen zwischen absoluten und elliptischen Elementen sind aber recht kompliziert, sodass folgender Weg einfacher ist.

Wir stellen besser nur die oskulierenden Elemente der Bahnlage i und Ω explizit in Funktion der $\Delta\alpha$ und $\Delta\delta$ dar, die anderen oskulierenden Elemente aber implizit durch den Radiusvektor r und die wahre Länge in der Bahn v. Schliesslich gehen wir nicht von den direkt beobachteten geozentrischen Aequatorialkoordinaten α und δ aus, sondern von den geozentrischen Ekliptikalkoordinaten λ und β und nehmen den Weg hierzu über die rechtwinkligen heliozentrischen Ekliptikalkoordinaten x, y, z; wir machen also den Ansatz:

$$\left.\begin{matrix}\lambda\\ \beta\end{matrix}\right\} = F(x, y, z, X, Y, Z),$$

wo die X, Y, Z die rechtwinkligen Sonnenkoordinaten sind.

Es handelt sich nun um die Aufgabe, die Korrektionen $\Delta\lambda$ und $\Delta\beta$ durch die Korrektionen der x, y, z darzustellen nach den Regeln der Korrektionsrechnung oder Inkrementenrechnung, wie man diesen Kalkül mit endlichen Zuwächsen auch bezeichnen könnte im Gegensatz zur Differential- und Differenzenrechnung.

Um Missverständnisse möglichst zu vermeiden, wollen wir alle Koordinaten, welche entweder direkt beobachtet oder aber mit verbesserten Elementen und Störungen gerechnet sind, mit dem Index 1 bezeichnen, die mit unverbesserten Werten erhaltenen Koordinaten dagegen ohne Index belassen. Es sind dann bei unserer Aufgabe die λ_1 und β_1 als einzige Grössen mit Index aus den beobachteten α_1 und δ_1 zu berechnen, um mit den durch die Störungsrechnung gewonnenen λ und β verglichen die gewünschten Differenzen $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda$ und $\Delta\beta = \beta_1 - \beta$ zu liefern, d. h. die Unterschiede zwischen Beobachtung und Rechnung.

1) Th. R. v. Oppolzer: Lehrbuch zur Bahnbestimmung der Kometen und Planeten. II. Band. Leipzig 1880.

2. Zwischen den geozentrischen Ekliptikalkoordinaten und den rechtwinkligen heliozentrischen Koordinaten bestehen folgende bekannte Beziehungen:

111)
$$\begin{aligned} x + X &= \varrho\,^{1}) \cos\lambda \cos\beta \\ y + Y &= \varrho \sin\lambda \cos\beta \\ z + Z &= \varrho \sin\beta. \end{aligned}$$

Um hieraus die Inkremente $\cos\beta\,\Delta\lambda$ und $\Delta\beta$ zu erhalten setzen wir, da X, Y, Z für diese Zwecke als Konstante betrachtet werden können, weil sie unabhängig von den Korrektionen der Planetenelemente sind:

$$\begin{aligned} \Delta x = x_1 - x &= (x + \Delta x + X) - (x + X) \\ &= (\varrho + \Delta\varrho)\cos\ (\lambda + \Delta\lambda)\cos(\beta + \Delta\beta) - \varrho\cos\lambda\cos\beta \end{aligned}$$

etc.

Lösen wir nun die Klammern sowie Sinus und Cosinus auf und vernachlässigen die Quadrate und Produkte der Inkremente:

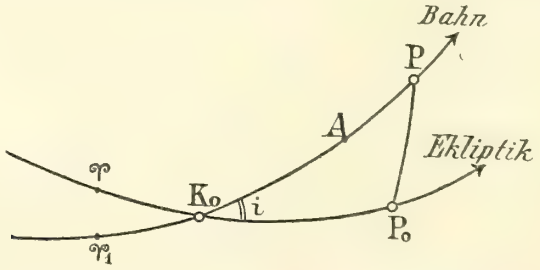
$$\begin{aligned} \Delta x &= -\varrho\sin\lambda\cos\beta\,\Delta\lambda - \varrho\cos\lambda\sin\beta\,\Delta\beta + \cos\lambda\cos\beta\,\Delta\varrho \\ \Delta y &= \varrho\cos\lambda\cos\beta\,\Delta\lambda - \varrho\sin\lambda\sin\beta\,\Delta\beta + \sin\lambda\cos\beta\,\Delta\varrho \\ \Delta z &= \varrho\cos\beta\,\Delta\beta + \sin\beta\,\Delta\varrho. \end{aligned}$$

Hieraus erhält man durch geeignete Transformation:

112)
$$\begin{aligned} \cos\beta\,\Delta\lambda &= \frac{1}{\varrho}[-\sin\lambda\,\Delta x + \cos\lambda\,\Delta y] \\ \Delta\beta &= \frac{1}{\varrho}[-\cos\lambda\sin\beta\,\Delta x - \sin\lambda\sin\beta\,\Delta y + \cos\beta\,\Delta z]. \end{aligned}$$

Nunmehr handelt es sich darum, die $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ in Funktion der Korrektionen der wahren Länge v, des Radiusvektors r sowie der oskulierenden Elemente i und Ω darzustellen. Dazu bedienen wir uns der bekannten Gleichungen:

113)
$$\begin{aligned} x &= r\,[\cos u\cos\Omega - \sin u\sin\Omega\cos i] \\ y &= r\,[\cos u\sin\Omega + \sin u\cos\Omega\cos i] \\ z &= r\sin u\sin i. \end{aligned}$$



Figur 1.

1) Hier bezeichnet ϱ die geozentrische Distanz des Planeten und darf nicht mit der Gyldénschen Koordinate $\varrho = \eta\cos v + R$ verwechselt werden.

Nach Figur 1 ist

$$P\Upsilon_1 = v = \text{wahre Länge gezählt in der Bahn}$$
$$PK_0 + K_0\Upsilon = \bar{v} = \text{wahre Länge in der Ekliptik gezählt}$$
$$K_0\Upsilon = \Omega = \text{Knotenlänge gezählt in der Ekliptik}$$
$$K_0\Upsilon_1 = \Sigma = \text{Knotenlänge gezählt in der Bahn}$$

114) $$u = PK_0 = v - \Sigma = \bar{v} - \Omega,$$

woraus folgt

115) $$\bar{v} = v + (\Omega - \Sigma).$$

$(\Omega - \Sigma)$ ist die Reduktion auf die Ekliptik, welche wir nach Kapitel 3 tabuliert haben, demnach ist auch $\bar{v}$ uns bekannt; $\bar{v}$ soll künftig statt v in die Gleichungen eingeführt werden, weil nach 114) sich u durch $\bar{v}$ und Ω bequem ausdrücken lässt. Allgemein können wir schreiben:

$$\left.\begin{matrix} x \\ y \\ z \end{matrix}\right\} = f(\bar{v}, r, \Omega, i).$$

Die Bildung der Inkremente erfolgt dann sehr einfach unter Anwendung des Taylorschen Satzes für mehrere Variabelen:

$$\Delta x = (x + \Delta x) - x = f(\bar{v} + \Delta\bar{v}, r + \Delta r, \Omega + \Delta\Omega, i + \Delta i) - f(\bar{v}, r, \Omega, i)$$
$$= \frac{\partial f}{\partial \bar{v}}\Delta\bar{v} + \frac{\partial f}{\partial r}\Delta r + \frac{\partial f}{\partial \Omega}\Delta\Omega + \frac{\partial f}{\partial i}\Delta i \ldots$$

Setzen wir nun ein $\sin i\,\Delta\Omega$ und $\Delta \sin i$, so erhalten wir Ausdrücke von der Form:

116) $$\Delta x = \frac{\partial x}{\partial \bar{v}}\Delta\bar{v} + \frac{\partial x}{\partial r}\Delta r + \frac{\partial x}{\sin i\,\partial\Omega}\sin i\,\Delta\Omega + \frac{\partial x}{\partial \sin i}\Delta \sin i$$

etc.

Damit haben wir unser Ziel erreicht. Wir brauchen nur noch diese Ausdrücke für $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ in die Gleichung 112) einzuführen und die Werte der partiellen Differentialquotienten zu ermitteln. Diese letztere Arbeit können wir uns sparen, da wir die Formeln für die $\frac{\partial x}{\partial \bar{v}}$ etc. direkt aus Oppolzer Bd. II pg. 384 entnehmen können, wir brauchen nur statt $v + \pi$ [1]) dort zu schreiben $\bar{v}$ und müssen die Längen in der Ekliptik statt vom Widderpunkte, wie bei Oppolzer, vom Durchschnittspunkte der Bahnebene mit der Ekliptik aus zählen; wir müssen also statt λ in den Formeln 112) schreiben $(\lambda - \Omega)$.

112a) $$\cos\beta\,\Delta\lambda = \frac{1}{\varrho}[-\sin(\lambda - \Omega)\,\Delta x + \cos(\lambda - \Omega)\,\Delta y]$$
$$\cos\beta = \frac{1}{\varrho}[-\cos(\lambda - \Omega)\sin\beta\,\Delta x - \sin(\lambda - \Omega)\sin\beta\,\Delta y + \cos\beta\,\Delta z]$$

1) v bezeichnet bei Oppolzer die wahre Anomalie.

Nach Oppolzer wird:

117)
$$\frac{\partial x}{\partial \bar{v}} = -r \sin u \qquad \frac{\partial x}{\partial r} = \cos u$$
$$\frac{\partial y}{\partial \bar{v}} = r \cos u \cos i \qquad \frac{\partial y}{\partial r} = \sin u \cos i$$
$$\frac{\partial z}{\partial \bar{v}} = r \cos u \sin i \qquad \frac{\partial z}{\partial r} = \sin u \sin i$$

117a)
$$\frac{\partial x}{\sin i\, \partial \Omega} = r \sin u \operatorname{tg} \tfrac{1}{2} i \qquad \frac{\partial x}{\partial \sin i} = 0$$
$$\frac{\partial y}{\sin i\, \partial \Omega} = r \cos u \operatorname{tg} \tfrac{1}{2} i \qquad \frac{\partial y}{\partial \sin i} = -r \sin u \operatorname{tg} i$$
$$\frac{\partial z}{\sin i\, \partial \Omega} = -r \cos u \qquad \frac{\partial z}{\partial \sin i} = r \sin u.$$

Führen wir nun die Ausdrücke 116) und 117) in die Gleichungen 112a) ein und vereinigen das Zusammengehörige, so erhalten wir Formeln folgender Gestalt:

118)
$$\cos \beta\, \Delta \lambda = A_1 \Delta \bar{v} + A_2 \Delta r + A_3 \sin i\, \Delta \Omega + A_4 \Delta \sin i$$
$$\Delta \beta = B_1 \Delta \bar{v} + B_2 \Delta r + B_3 \sin i\, \Delta \Omega + B_4 \Delta \sin i.$$

Zu diesem formalen Resultate hätten wir auch direkt kommen können, wenn wir λ und β gleich in Funktion der $\bar{v}$ etc. geschrieben hätten:

$$\left.\begin{matrix} \lambda \\ \beta \end{matrix}\right\} = \varphi(\bar{v}, r, \Omega, \sin i),$$

also

118a)
$$\cos \beta\, \Delta \lambda = \cos \beta \frac{\partial \lambda}{\partial \bar{v}} \Delta \bar{v} + \cos \beta \frac{\partial \lambda}{\partial r} \Delta r + \cos \beta \frac{\partial \lambda}{\sin i\, \partial \Omega} \sin i\, \Delta \Omega + \cos \beta \frac{\partial \lambda}{\partial \sin i} \Delta \sin i$$
$$\Delta \beta = \frac{\partial \beta}{\partial \bar{v}} \Delta \bar{v} + \frac{\partial \beta}{\partial r} \Delta r + \frac{\partial \beta}{\sin i\, \partial \Omega} \Delta \Omega + \frac{\partial \beta}{\partial \sin i} \Delta \sin i.$$

Die Vergleichung von 118) mit 118a) unter Berücksichtigung von 112a), 116), 117) und 117a) gibt uns sofort die Werte für die $\cos \beta \frac{\partial \lambda}{\partial \bar{v}}$ etc., welche sich direkt, d. h. ohne den Umweg über die x, y, z nicht bequem ermitteln lassen.

119)
$$\cos \beta \frac{\partial \lambda}{\partial \bar{v}} = \frac{r}{\varrho} [\sin u \sin (\lambda - \Omega) + \cos u \cos i \cos (\lambda - \Omega)] = A_1$$
$$\cos \beta \frac{\partial \lambda}{\partial r} = -\frac{1}{\varrho} [\cos u \sin (\lambda - \Omega) - \sin u \cos i \cos (\lambda - \Omega)] = A_2$$

119) $$\cos\beta\frac{\partial\lambda}{\sin i\,\partial\Omega} = \frac{r}{\varrho}\operatorname{tg}\tfrac{1}{2}i\cos(\lambda-\Omega+u) = A_3$$

$$\cos\beta\frac{\partial\lambda}{\partial\sin i} = -\frac{r}{\varrho}\sin u\operatorname{tg} i\cos(\lambda-\Omega) = A_4$$

$$\frac{\partial\beta}{\partial\bar{v}} = \frac{r}{\varrho}[\sin u\sin\beta\cos(\lambda-\Omega)-\cos u\cos i\sin\beta\sin(\lambda-\Omega)+\cos u\sin i\cos\beta] = B_1$$

$$\frac{\partial\beta}{\partial r} = -\frac{1}{\varrho}[\cos u\sin\beta\cos(\lambda-\Omega)+\sin u\cos i\sin\beta\sin(\lambda-\Omega)-\sin u\sin i\cos\beta] = B_2$$

$$\frac{\partial\beta}{\sin i\,\partial\Omega} = -\frac{r}{\varrho}[\operatorname{tg}\tfrac{1}{2}i\sin\beta\sin(\lambda-\Omega+u)+\cos u\cos\beta] = B_3$$

$$\frac{\partial\beta}{\partial\sin i} = \frac{r}{\varrho}[\operatorname{tg} i\sin\beta\sin(\lambda-\Omega)+\cos\beta]\sin u = B_4.$$

Diese Ausdrücke lassen sich nun nach dem Vorgange Oppolzers durch Einführung von Hilfswinkeln vereinfachen. Ausserdem macht es bei der Berechnung dieser Koeffizienten der Elementkorrektionen nichts aus, wenn man setzt:

$$i = j \text{ und } \Omega = \Sigma = \sigma, \text{ also } u = v-\sigma,$$

σ und j können wir dann aus Tafel VIII, 3 entnehmen.

Führen wir nun folgende Hilfsgrössen unter Benutzung dieser Abkürzungen ein:

120)
$$a'\sin A' = \cos(\lambda-\sigma)\cos j \qquad c'\sin C' = \sin j$$
$$a'\cos A' = \sin(\lambda-\sigma) \qquad c'\cos C' = -\sin(\lambda-\sigma)\cos j$$
$$b'\sin B' = c'\sin(C'+\beta)$$
$$b'\cos B' = \cos(\lambda-\sigma)\sin\beta$$

$$d'\sin D' = -\cos(\lambda-\sigma+u)\operatorname{tg}\tfrac{1}{2}j \qquad f'\sin F' = -\cos u$$
$$d'\cos D' = \cos(\lambda-\sigma)\sin u\operatorname{tg} j \qquad f'\cos F' = -\sin(\lambda-\sigma+u)\operatorname{tg}\tfrac{1}{2}j$$

$$g'\sin G' = -\sin(\lambda-\sigma)\sin u\operatorname{tg} j \qquad e'\sin E' = f'\sin(F'+\beta)$$
$$g'\cos G' = \sin u \qquad e'\cos E' = g'\cos(G'+\beta).$$

Dann erhält man folgende einfachen Ausdrücke für die Formeln 119):

121)
$$\cos\beta\frac{\partial\lambda}{\partial\bar{v}} = \frac{r}{\varrho}a'\sin(A'+u) \qquad \frac{\partial\beta}{\partial\bar{v}} = \frac{r}{\varrho}b'\sin(B'+u)$$
$$\cos\beta\frac{\partial\lambda}{\partial r} = -\frac{1}{\varrho}a'\cos(A'+u) \qquad \frac{\partial\beta}{\partial r} = -\frac{1}{\varrho}b'\cos(B'+u)$$

121) $$\cos\beta\frac{\partial\lambda}{\sin i\,\partial\Omega} = -\frac{r}{\varrho}d'\sin D' \qquad \frac{\partial\beta}{\sin i\,\partial\Omega} = \frac{r}{\varrho}e'\sin E'$$

$$\cos\beta\frac{\partial\lambda}{\partial\sin i} = -\frac{r}{\varrho}d'\cos D' \qquad \frac{\partial\beta}{\partial\sin i} = \frac{r}{\varrho}e'\cos E'$$

---

3. Mit der Herleitung der Gleichungen 118a), 120) und 121) ist der erste mit der Theorie der elliptischen Bewegung noch übereinstimmende Teil der Säkularvariation der Elemente erledigt. Es müssen nun die Inkremente $\Delta\bar{v}$, Δr, $\Delta\Omega$ und $\Delta\sin i$ durch die Verbesserungen der absoluten Elemente und der Hauptstörungsbeträge ersetzt werden. Wir nehmen also als Ursache dafür, dass nach längerer Zeit die Rechnung mit der Beobachtung nicht mehr genügend übereinstimmt, die nicht hinreichend scharfe, d. h. unter Mitnahme aller Störungen vollzogene Bestimmung der absoluten Konstanten an, in zweiter Linie die infolgedessen nicht richtige Berechnung der Hauptstörungen. Aus den Vergleichungen mit den Beobachtungen können wir nun die Korrektionen der absoluten Elemente um so genauer ermitteln, je grösser der Zeitraum ist, über den die Beobachtungen zerstreut liegen, und um so häufiger letztere sind.

Wir gelangen auf diese Weise empirisch zu absoluten Elementen, welche von den unter Mitnahme sämtlicher Störungen ermittelten wenig verschieden sein werden.

Bei der Korrektionsrechnung der Hauptstörungen wollen wir bei den Neigungsstörungen nur die Korrektionen für die elementaren Glieder der Form B, bei der Gyldénschen Koordinate ϱ gleichfalls nur die Korrektion ihres elementaren Teiles (ϱ) vollständig ableiten. In R und $E+W$ dagegen sollen die Differentialquotienten dieser Funktionen nach der Länge berücksichtigt werden, oder in Hinsicht auf unsere Tabulierungsmethode nach den Grössen v und f. In diesen Störungsausdrücken werden also nur die von den Argumenten v und f herrührenden Fehler in Rechnung gebracht, in dem langperiodisch charakteristischen Teile V der Funktion W sowie in der Mittelpunktsgleichung E soll auch noch der durch η und Π bedingte Fehler berücksichtigt werden. Der Fehler, welche durch nicht genügend sichere Kenntnis der halben grossen Achse in die Koeffizienten der Störungen selbst eingeht, wird durchweg vernachlässigt.

Hierbei werden auch die Inkremente der sekundären Elemente ς und τ auftreten. Diese sind zwar reine Funktionen der halben grossen Achse, der Zusammenhang ist aber ein derartig verwickelter, dass wir es vorziehen lieber ihre Korrektionen als neue Unbekannte in das Problem einzuführen.

Es war nach 115) $\bar{v} = v+(\Omega-\Sigma)$ und nach Formel 76)

$$v = nt+\Lambda-(E+W)^{1}).$$

---

1) v wollen wir uns ebenso wie n, Λ und $(E+W)$ in absoluter Zahl hier denken, um später Irrtümer zu vermeiden.

Für den Radiusvektor hat man nach Gyldéns Definition:

$$r = \frac{a(1-\eta^2)}{1+\varrho}.$$

Wir erhalten dann wieder in bekannter Weise für das Inkrement von r:

$$\Delta r = (r+\Delta r) - r = \frac{\partial r}{\partial a}\frac{da}{dn}\Delta n + \frac{\partial r}{\partial \eta}\Delta\eta + \frac{\partial r}{\partial \varrho}\Delta\varrho.$$

Hier ist

$$\frac{\partial r}{\partial a} = \frac{1-\eta^2}{1+\varrho}, \quad \frac{\partial r}{\partial \eta} = -\frac{2\eta a}{1+\varrho}, \quad \frac{\partial r}{\partial \varrho} = -\frac{a(1-\eta^2)}{(1+\varrho)^2}.$$

Und aus

$$a^3 = \frac{k^2}{n^2} \text{ folgt } \frac{da}{dn} = -\tfrac{2}{3}\frac{a}{n}.$$

Mithin erhält man:

122) $$\Delta r = -\tfrac{2}{3}\frac{a(1-\eta^2)}{n(1+\varrho)}\Delta n - \frac{2\eta a}{1+\varrho}\Delta\eta - \frac{a(1-\eta^2)}{(1+\varrho)^2}\Delta\varrho.$$

Ebenso folgt für das Inkrement von $\bar{v}$:

122) $$\Delta\bar{v} = \Delta v + \Delta(\Omega - \Sigma)$$
$$\Delta v = t\Delta n + \Delta\Delta - \Delta(E+W).$$

Weiter ist bekanntlich in Brendelscher Bezeichnungsweise:

$$\varrho = (\varrho) + R, \quad (E+W) = E+V+K,$$

wo V die langperiodisch charakteristischen, K alle kurzperiodischen Terme von W enthält. Nach unseren früheren Bemerkungen wollen wir nun setzen:

$$\Delta(\varrho) = \varphi_1(\Delta v, \Delta\eta, \Delta\Pi), \quad \Delta R = \varphi_2(\Delta v, \Delta f), \quad \Delta(E+W) = \varphi_3(\Delta v, \Delta f, \Delta\eta, \Delta\Pi),$$

alles andere wollen wir als konstant in R und $(E+W)$, d. h. als richtig betrachten, da die daraus resultierenden Verbesserungen klein sind gegenüber den Fehlern der Argumente. Wir erhalten dann nach dem Taylorschen Satze unter Vernachlässigung der Quadrate und Produkte der Inkremente:

$$\Delta(\varrho) = \frac{\partial(\varrho)}{\partial v}\Delta v + \frac{\partial(\varrho)}{\partial\eta}\Delta\eta + \frac{\partial(\varrho)}{\partial\Pi}\Delta\Pi$$

$$\Delta R = \frac{\partial R}{\partial v}\Delta v + \frac{\partial R}{\partial f}\Delta f$$

$$\Delta(E+W) = \frac{\partial(E+W)}{\partial v}\Delta v + \frac{\partial V}{\partial f}\Delta f + \frac{\partial K}{\partial f}\Delta f + \frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}\Delta\eta + \frac{\partial(E+V)}{\partial\Pi}\Delta\Pi.$$

Nun ist

$$(\varrho) = \eta\cos(v-\Pi) = \eta\cos \mathrm{v},$$

also:

$$\Delta(\varrho) = -\eta\sin(v-\Pi)\Delta v + \cos(v-\Pi)\Delta\eta + \eta\sin(v-\Pi)\Delta\Pi.$$

Führen wir dies alles in die Gleichungen 122) ein und formen sie etwas um:

122a) $$\Delta r = -\tfrac{2}{3}\frac{a(1-\eta^2)}{n(1+\varrho)}\Delta n - \frac{a}{1+\varrho}\left[2\eta + \frac{(1-\eta^2)\cos v}{1+\varrho}\right]\Delta\eta - \frac{a(1-\eta^2)}{(1+\varrho)^2}\eta\sin v\,\Delta\Pi$$
$$+\frac{a(1-\eta^2)}{1+\varrho}\left[\eta\sin v - \frac{\partial R}{\partial v}\right]\Delta v - \frac{a(1-\eta^2)}{(1+\varrho)^2}\frac{\partial R}{\partial f}\Delta f$$
$$\Delta v = t\Delta n + \Delta A - \frac{\partial(E+W)}{\partial v}\Delta v - \frac{\partial V}{\partial f}\Delta f - \frac{\partial K}{\partial f}\Delta f - \frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}\Delta\eta - \frac{\partial(E+V)}{\partial\Pi}\Delta\Pi$$
$$\Delta\bar{v} = \Delta v + \Delta(\Omega - \Sigma).$$

Hier treten noch die Δv und Δf auf, welche ihrerseits absolute Elemente enthalten. Nach Formel 93) ist:

$$f = -\frac{\delta}{2}v + \mu V + L_0' - \mu A$$

wo L_0' die elliptische Jupiterlänge für unsere Epoche t_0 ist. Ferner ist

$$\mu = \frac{1-\delta}{2} = \frac{n'}{n}, \text{ und ausreichend genau } \Delta V = \varphi_4(\Delta f).$$

Durch die Einführung der Relation $\mu = \frac{1-\delta}{2}$ spezialisieren wir unsere bis jetzt allgemein giltigen Betrachtungen auf den Hekubatypus. Es wird dann:

$$\Delta\delta = -2\Delta\mu, \quad \Delta\mu = -\frac{\mu}{n}\Delta n, \quad \Delta V = \frac{\partial V}{\partial f}\Delta f.$$

Aus der obigen Definitionsgleichung für f folgt

123) $$\Delta f = -\frac{\delta}{2}\left(1-\mu\frac{\partial V}{\partial f}\right)^{-1}\Delta v - (v+V-A)\left(1-\mu\frac{\partial V}{\partial f}\right)^{-1}\frac{\mu}{n}\Delta n - \mu\left(1-\mu\frac{\partial V}{\partial f}\right)^{-1}\Delta A,$$

wo in der Klammer ausreichend genau $\mu\frac{\partial V}{\partial f} = \frac{1}{2}\frac{\partial V}{\partial f}$ gesetzt werden kann.

Der Ausdruck 123) muss nun in die Gleichungen für Δr und Δv eingeführt werden. Die Einzelheiten dieser Substitution sollen hier übergangen werden, das Resultat ist

124) $$\Delta v = U\left[t + \frac{Q}{n}(v+V-A)\right]\Delta n + (U+Q)\Delta A - U\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}\Delta\eta - U\frac{\partial(E+V)}{\partial\Pi}\Delta\Pi,$$

wo abkürzend gesetzt ist:

125) $$S' = \tfrac{1}{2}\left(1-\tfrac{1}{2}\frac{\partial V}{\partial f}\right)^{-1}\frac{\partial V}{\partial f}, \qquad Q = \left(2S' + \frac{\partial K}{\partial f}\right)\mu$$
$$T = \frac{\partial(E+W)}{\partial v} - \delta Q, \qquad U = (1+T)^{-1},$$

und wo gemäss unserer Bemerkung diese Koeffizienten in absoluter Zahl zu rechnen sind. Nach Kapitel 3 können wir ausreichend genau schreiben:

$$\Omega - \Sigma = [-\tfrac{1}{2}\tau \sin^2 \iota - \tfrac{1}{2}\tau_1 \sin^2 i']\, v$$

126) $$\Delta(\Omega - \Sigma) = -\tfrac{1}{2}[\tau \sin^2 \iota + \tau_1 \sin^2 i']\, \Delta v - \frac{v}{2} \sin^2 \iota\, \Delta\tau - \tau v \sin \iota\, \Delta(\sin \iota).$$

Das erste Glied in 126) kann aber ohne weiteres vernachlässigt werden, weil es rein I. Ordnung und zweiten Grades ist.

Zur Ersetzung von Δf in Δr genügt es statt 123) zu schreiben:

$$\Delta f = -\frac{\delta}{2}\Delta v - (v + V - \Lambda)\frac{\mu}{n}\Delta n - \mu\, \Delta\Lambda.$$

Dann folgt aus 122a), wenn abkürzend gesetzt wird:

127) $$\xi = \frac{r}{1+\varrho},\quad \zeta = v + V - \Lambda,\quad X = \xi\left[\eta \sin \mathrm{v} - \frac{\partial R}{\partial v} + \frac{\delta}{2}\frac{\partial R}{\partial f}\right],$$

$$Y = r\left[\tfrac{2}{3} - \frac{\mu\xi}{1+\varrho}\frac{\partial R}{\partial f}\right], \qquad Z = \frac{a}{1+\varrho}\left[2\eta + \frac{r\cos \mathrm{v}}{a}\right],$$

128) $$\Delta r = X\,\Delta v - \frac{Y}{n}\Delta n + \mu\xi\frac{\partial R}{\partial f}\Delta\Lambda - Z\,\Delta\eta - \xi\eta \sin \mathrm{v}\, \Delta\Pi.$$

Setzt man weiter:

129) $$M = U[L - \Lambda + Q\xi],$$

wo $L = nt + \Lambda$ nach Gyldén ist und hier in absoluter Zahl anzusetzen ist, so erhält man aus 124) und 126):

130) $$\Delta\bar{v} = \frac{M}{n}\Delta n + (U+Q)\Delta\Lambda - U\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}\Delta\eta - U\frac{\partial(E+V)}{\partial\Pi}\Delta\Pi$$

$$- \frac{v}{2}\sin^2 \iota\, \Delta\tau - \tau v \sin \iota\, \Delta(\sin \iota).$$

Die Gleichungen 128) und 130) geben uns nun die erwünschte Form, um Δr und $\Delta\bar{v}$ durch die Verbesserungen der absoluten Elemente darzustellen. Wir brauchen in ihnen nur noch $\Delta\eta$ und $\Delta\Pi$ durch die Korrektionen der Elementverbindung $\varkappa \sin \Gamma$ und $\varkappa \cos \Gamma$ zu ersetzen und dann müssen wir sie in die Ausdrücke für $\cos\beta\,\Delta\lambda$ und $\Delta\beta$ einführen. In letzteren Ausdrücken sind noch die Korrektionen der oskulierenden Elemente durch die der absoluten zu ersetzen bezw. durch die Verbindung $\sin \iota \sin \Theta$ und $\sin \iota \cos \Theta$, was bei kleineren Neigungen von Vorteil ist.

---

4. Es ist bei unserer Annahme einer elliptischen Jupiterbewegung nach Formel 91a):

131) $$\eta \sin \Pi = \varkappa \sin \Gamma \cos \varsigma v + \varkappa \cos \Gamma \sin \varsigma v + \varkappa_1 \sin \pi'$$

$$\eta \cos \Pi = \varkappa \cos \Gamma \cos \varsigma v - \varkappa \sin \Gamma \sin \varsigma v + \varkappa_1 \cos \pi'$$

131) $$\sin j \sin \sigma = \sin \iota \sin \Theta \cos \tau v - \sin \iota \cos \Theta \sin \tau v + \sin \iota_1 \sin \Omega'$$
$$\sin j \cos \sigma = \sin \iota \cos \Theta \cos \tau v + \sin \iota \sin \Theta \sin \tau v + \sin \iota_1 \cos \Omega'.$$

Hier sind $\varkappa$ und ι die sogenannten diastematischen und anastematischen Moduln, Γ und Θ entsprechen der Perihel- und Knotenlänge, ς und τ sind die sekundären Elemente der Perihel- und Knotenbewegung; π' und Ω' sind die elliptischen Werte der Perihel- und Knotenlänge Jupiters, $\varkappa_1$ und ι_1 schliesslich sind hier als konstant zu betrachten, obwohl sie Funktionen der halben grossen Achse sind. Man kann nun schreiben:

131 a) $$\Delta \eta = \sin \Pi \Delta(\eta \sin \Pi) + \cos \Pi \Delta(\eta \cos \Pi)$$
$$\eta \Delta \Pi = \cos \Pi \Delta(\eta \sin \Pi) - \sin \Pi \Delta(\eta \cos \Pi).$$

Bildet man nun in den Gleichungen 131) in bekannter Weise die Inkremente und macht von 131 a) Gebrauch, so erhält man schliesslich:

132) $$\Delta \eta = \sin(\Pi - \varsigma v) \Delta(\varkappa \sin \Gamma) + \cos(\Pi - \varsigma v) \Delta(\varkappa \cos \Gamma) + v \varkappa \sin(\Pi - \varsigma v - \Gamma) \Delta \varsigma$$
$$\eta \Delta \Pi = \cos(\Pi - \varsigma v) \Delta(\varkappa \sin \Gamma) - \sin(\Pi - \varsigma v) \Delta(\varkappa \cos \Gamma) + v \varkappa \cos(\Pi - \varsigma v - \Gamma) \Delta \varsigma.$$

Ferner:

132a) $$\Delta(\sin j \sin \sigma) = \cos \tau v \, \Delta(\sin \iota \sin \Theta) - \sin \tau v \, \Delta(\sin \iota \cos \Theta) - v \sin \iota \cos(\Theta - \tau v) \Delta \tau$$
$$\Delta(\sin j \cos \sigma) = \sin \tau v \, \Delta(\sin \iota \sin \Theta) + \cos \tau v \, \Delta(\sin \iota \cos \Theta) + v \sin \iota \sin(\Theta - \tau v) \Delta \tau.$$

Hier sind wieder die Korrektionen Δv vernachlässigt worden, weil ihre Faktoren rein I. Ordnung sind. Schliesslich wird noch gebraucht:

133) $$\Delta(\sin \iota) = \sin \Theta \Delta(\sin \iota \sin \Theta) + \cos \Theta \Delta(\sin \iota \cos \Theta).$$

Wir müssen nun noch die Relationen zwischen $\Delta\left(\sin j \frac{\sin}{\cos} \sigma\right)$ und den Korrektionen der oskulierenden Elemente herleiten. Es reicht für diese Zwecke aus zu setzen

$$i = j \text{ und } \sigma = \Sigma,$$

also

$$\sin i \frac{\sin}{\cos} \Sigma = \sin j \frac{\sin}{\cos} \sigma.$$

Mithin wird:

134) $$\Delta(\sin i) = \sin \Sigma \Delta(\sin j \sin \sigma) + \cos \Sigma \Delta(\sin j \cos \sigma)$$
$$\sin i \Delta \Sigma = \cos \Sigma \Delta(\sin j \sin \sigma) - \sin \Sigma \Delta(\sin j \cos \sigma),$$

wir haben dann die Neigungsstörungen mit Ausnahme der elementaren Glieder vernachlässigt. Aus $\Omega = \Sigma + (\Omega - \Sigma)$ folgt nach 126):

$$\sin i \Delta \Omega = \sin i \Delta \Sigma - \frac{v}{2} \sin i \sin^2 \iota \Delta \tau - \tau v \sin i \sin \iota \Delta(\sin \iota).$$

Schreibt man noch hinreichend genau $\Sigma = \sigma$ und $i = \iota$ und führt die Ausdrücke 133) und 134) dann ein, so erhält man schliesslich:

135)
$$\begin{aligned}\Delta(\sin i) &= \sin(\sigma+\tau v)\,\Delta(\sin\iota\sin\Theta) + \cos(\sigma+\tau v)\,\Delta(\sin\iota\cos\Theta)\\ &\quad - v\sin\iota\sin(\sigma+\tau v-\Theta)\,\Delta\tau\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\sin i\,\Delta\Omega &= [\cos(\sigma+\tau v) - \tau v\sin^2\iota\sin\Theta]\,\Delta(\sin\iota\sin\Theta)\\ &\quad - [\sin(\sigma+\tau v) + \tau v\sin^2\iota\cos\Theta]\,\Delta(\sin\iota\cos\Theta)\\ &\quad - v\sin\iota\,[\cos(\sigma+\tau v-\Theta) + \tfrac{1}{2}\sin^2\iota]\,\Delta\tau.\end{aligned}$$

Die Gleichungen 132) und 133) führen wir nun einmal in unsere Ausdrücke 128) und 130) für Δr und $\Delta\bar{v}$ ein, sodann letztere und die Formel 135) in die Gleichungen 118a) für $\cos\beta\,\Delta\lambda$ und $\Delta\beta$. Auf diese ermüdende Substitution soll hier nicht weiter eingegangen werden, vielmehr wollen wir gleich das Resultat angeben. Zur bequemeren numerischen Rechnung sind folgende Hilfswinkel eingeführt:

136)
$$g\sin G = \frac{Y - MX}{nr} \qquad \mathrm{f}^{1})\sin F = -\frac{(U+Q)X + \mu\xi\dfrac{\partial R}{\partial f}}{r}$$

$$g\cos G = \frac{M}{n} \qquad \mathrm{f}\cos F = (U+Q)$$

$$h'\sin H' = \frac{1}{r}\left[XU\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta} + Z\right] \qquad h'\cos H' = -U\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}$$

$$k'\sin K' = \frac{1}{r}\left[XU\frac{\partial(E+V)}{\eta\,\Delta\Pi} + \xi\sin\mathrm{v}\right] \qquad k'\cos K' = -U\frac{\partial(E+V)}{\eta\,\partial\Pi}$$

$D_1 = \sin\iota\,[a'\sin(A'+u) - d'\sin\iota\sin D']$, $\quad E_1 = \sin\iota\,[b'\sin(B'+u) + e'\sin\iota\sin E']$.

Dann erhält man:

$$\begin{aligned}\cos\beta\,\Delta\lambda &= \frac{r}{\varrho}a'g\sin(A'+G+u)\,\Delta n + \frac{r}{\varrho}a'\mathrm{f}\sin(A'+F+u)\,\Delta A\\ &\quad + \frac{r}{\varrho}[a'h'\sin(\Pi-\varsigma v)\sin(A'+H'+u) + a'k'\cos(\Pi-\varsigma v)\sin(A'+K'+u)]\,\Delta(\varkappa\sin\Gamma)\\ &\quad + \frac{r}{\varrho}[a'h'\cos(\Pi-\varsigma v)\sin(A'+H'+u) - a'k'\sin(\Pi-\varsigma v)\sin(A'+K'+u)]\,\Delta(\varkappa\cos\Gamma)\\ &\quad + \frac{rv\varkappa}{\varrho}[a'h'\sin(A'+H'+u)\sin(\Pi-\varsigma v-\Gamma) + a'k'\sin(A'+K'+u)\cos(\Pi-\varsigma v-\Gamma)]\,\Delta\varsigma\\ &\quad - \frac{r}{\varrho}[d'\sin(D'+\sigma+\tau v) + \tau v D_1\sin\Theta]\,\Delta(\sin\iota\sin\Theta)\\ &\quad - \frac{r}{\varrho}[d'\cos(D'+\sigma+\tau v) + \tau v D_1\cos\Theta]\,\Delta(\sin\iota\cos\Theta)\\ &\quad + \frac{rv\sin\iota}{\varrho}[d'\sin(D'+\sigma+\tau v-\Theta) - \tfrac{1}{2}D_1]\,\Delta\tau.\end{aligned}$$

1) Um eine Verwechselung dieser Hilfsgrösse f mit unserm früher eingeführten Argumente f (Formel 93) zu vermeiden, ist ersteres in Antiqua gesetzt.

Die Gleichung für $\Delta\beta$ erhält man hieraus durch folgende Substitution:

$$\begin{array}{c|c} a' & b' \\ A' & B' \end{array} \qquad \begin{array}{c|c} d' & -e' \\ D' & E' \end{array} \qquad D_1 \parallel E_1.$$

Führt man dann noch folgende Hilfswinkel ein:

137) $$a\cos A = a'h'\sin(A'+H'+u) \qquad b\cos B = b'h'\sin(B'+H'+u)$$
$$a\sin A = a'k'\sin(A'+K'+u) \qquad b\sin B = b'k'\sin(B'+K'+u)$$

und nimmt man statt der Korrektionen der Grössen $\varkappa \frac{\sin}{\cos} \Gamma$, $\sin\iota \frac{\sin}{\cos} \Theta$ sowie ς und τ die Korrektionen ihrer Briggischen Logarithmen, indem man setzt

$$\frac{x}{\mathfrak{M}} \Delta \lg x = \frac{x}{\mathfrak{M}} \frac{\Delta(x\mathfrak{M})}{x}$$

und mit $\mathfrak{M}$ den Modul des Briggischen Logarithmensystems bezeichnet, so erhält man folgende einfachen und in Bezug auf die verschiedenen Korrektionen homogenen Gleichungen, wenn man schliesslich noch Δn und ΔA statt in absoluter Zahl in Bogensekunden bezw. Graden ansetzt durch die Substitution

$$(\Delta n)'' = \frac{206265''\,\Delta n}{206265''} \text{ und } (\Delta A)^\circ = \frac{57{}^\circ\!.296\,\Delta A}{57{}^\circ\!.296};$$

138) $$\cos\beta\,\Delta\lambda = M_1(\Delta n)_{\text{Sek.}} + M_2(\Delta A)_{\text{Grad}} + M_3\Delta\lg(\varkappa\sin\Gamma) + M_4\Delta(\lg\varkappa\cos\Gamma)$$
$$+ M_5\Delta\lg\varsigma + M_6\Delta\lg(\sin\iota\sin\Theta) + M_7\Delta\lg(\sin\iota\cos\Theta) + M_8\Delta\lg\tau$$

$$\Delta\beta = N_1(\Delta n)_{\text{Sek.}} + N_2(\Delta A)_{\text{Grad}} + N_3\Delta\lg(\varkappa\sin\Gamma) + N_4\Delta\lg(\varkappa\cos\Gamma)$$
$$+ N_5\Delta\lg\varsigma + N_6\Delta\lg(\sin\iota\sin\Theta) + N_7\Delta\lg(\sin\iota\cos\Theta) + N_8\Delta\lg\tau.$$

Hier ist

139) $$M_1 = \frac{r}{\varrho}\frac{a'g}{206265}\sin(A'+G+u)$$
$$M_2 = \frac{r}{\varrho}\frac{a'\mathrm{f}}{57.296}\sin(A'+F+u)$$
$$M_3 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa\sin\Gamma}{\mathfrak{M}}a\sin(A+\Pi-\varsigma v)$$
$$M_4 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa\cos\Gamma}{\mathfrak{M}}a\cos(A+\Pi-\varsigma v)$$
$$M_5 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varsigma\varkappa}{\mathfrak{M}}v\,a\sin(A+\Pi-\varsigma v-\Gamma)$$
$$M_6 = -\frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota\sin\Theta}{\mathfrak{M}}[d'\sin(D'+\sigma+\tau v)+v\,D_1\tau\sin\Theta]$$
$$M_7 = -\frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota\cos\Theta}{\mathfrak{M}}[d'\cos(D'+\sigma+\tau v)+v\,D_1\tau\cos\Theta)$$
$$M_8 = \frac{r}{\varrho}\frac{\tau\sin\iota}{\mathfrak{M}}v\,[d'\sin(D'+\sigma+\tau v-\Theta)-\tfrac{1}{2}D_1]$$

139)
$$N_1 = \frac{r}{\varrho}\frac{b'g}{206265}\sin(B'+G+u)$$
$$N_2 = \frac{r}{\varrho}\frac{b'f}{57.296}\sin(B'+F+u)$$
$$N_3 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa\sin\Gamma}{\mathfrak{M}}b\sin(B+\Pi-\varsigma v)$$
$$N_4 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa\cos\Gamma}{\mathfrak{M}}b\cos(B+\Pi-\varsigma v)$$
$$N_5 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varsigma\varkappa}{\mathfrak{M}}vb\sin(B+\Pi-\varsigma v-\Gamma)$$
$$N_6 = \frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota\sin\Theta}{\mathfrak{M}}[e'\sin(E'+\sigma+\tau v)-vE_1\tau\sin\Theta]$$
$$N_7 = \frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota\cos\Theta}{\mathfrak{M}}[e'\cos(E'+\sigma+\tau v)-vE_1\tau\cos\Theta]$$
$$N_8 = -\frac{r}{\varrho}\frac{\tau\sin\iota}{\mathfrak{M}}v[e'\sin(E'+\sigma+\tau v-\Theta)+\tfrac{1}{2}E_1].$$

---

5. Wir müssen jetzt noch die Ausdrücke für die partiellen Differentialquotienten herleiten und über ihre Tabulierung zur Erleichterung der Rechnung etwas sagen. Es treten in den Gleichungen 125), 127), und 136) folgende Differentialquotienten auf:

$$\frac{\partial R}{\partial v},\ \frac{\partial R}{\partial f},\ \frac{\partial(E+W)}{\partial v},\ \frac{\partial V}{\partial f},\ \frac{\partial K}{\partial f},\ \frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}\ \text{und}\ \frac{\partial(E+V)}{\eta\,\partial\Pi}.$$

In Hinsicht auf unsere Gleichungen 88) und 94) des dritten Kapitels erhalten wir sofort:

140)
$$\frac{\partial R}{\partial v} = \sum\frac{n}{2}R_{s.n}\cos n\frac{v}{2}-\sum\frac{n}{2}R_{c.n}\sin n\frac{v}{2}$$
$$\frac{\partial(E+W)}{\partial v} = \sum\frac{n}{2}[E^s_{\frac{n}{2}}+W_{s.n}]\cos n\frac{v}{2}-\sum\frac{n}{2}[E^c_{\frac{n}{2}}+W_{c.n}]\sin n\frac{v}{2},$$

wo bei E die gebrochenen Indices zu unterdrücken sind.

Die $R_{\substack{s\\c}.n}$ $W_{\substack{s\\c}.n}$ und $E^{\substack{s\\c}}_n$ sind unsere alten Koeffizienten der Störungsgleichungen selbst. Die Berechnung dieser Differentialquotienten ist also für Semele auf Grund unserer Tafel VIII, 2—3 ohne weiteres ausführbar. Nicht so einfach steht es mit der Berechnung der übrigen Differentialquotienten; die Ausdrücke für sie haben folgende Gestalt:

141)
$$\frac{\partial V}{\partial f} = -2W_2^{-1,s}\cos 2f-2W_2^{-1,c}\sin 2f-4W_4^{-2,s}\cos 4f-4W_4^{-2,c}\sin 4f$$

wo die $W_n^{-k \cdot \frac{s}{c}}$ in Formel 84) des dritten Kapitels gegeben sind,

141)
$$\frac{\partial K}{\partial f} = \sum W'_{c\cdot n} \cos n\frac{v}{2} + \sum W'_{s\cdot n} \sin n\frac{v}{2}$$
$$\frac{\partial R}{\partial f} = R'_{c\cdot 0} + \sum R'_{c\cdot n} \cos n\frac{v}{2} + \sum R'_{s\cdot n} \sin n\frac{v}{2}$$
$$\frac{\partial V}{\partial \eta} = V'_{c\cdot 1} \cos 2f + V'_{s\cdot 1} \sin 2f + V'_{c\cdot 2} \cos 4f + V'_{s\cdot 2} \sin 4f$$
$$\frac{\partial V}{\eta\, \partial \Pi} = -V'_{s\cdot 1} \cos 2f + V'_{c\cdot 1} \sin 2f - V'_{s\cdot 2} \cos 4f + V'_{c\cdot 2} \sin 4f$$
$$\frac{\partial E}{\partial \eta} = \sum E'_{c\cdot n} \cos nv + \sum E'_{s\cdot n} \sin nv, \quad \frac{\partial E}{\eta\, \partial \Pi} = -\sum E'_{s\cdot n} \cos nv + \sum E'_{c\cdot n} \sin nv.$$

Die Werte der hier auftretenden Koeffizienten sind aus den Werten des Kapitels 3 leicht berechenbar. Es wird:

142)
$$V'_{c\cdot 1} = W^{-1}_{2\cdot 1\cdot 0} \sin \Pi \qquad V'_{c\cdot 2} = 2\, W^{-2}_{4\cdot 2\cdot 0}\, \eta \sin 2\Pi + W^{-2}_{4\cdot 1\cdot 1}\, \eta' \sin(\Pi + \pi')$$
$$V'_{s\cdot 1} = -W^{-1}_{2\cdot 1\cdot 0} \cos \Pi \qquad V'_{s\cdot 2} = -2\, W^{-2}_{4\cdot 2\cdot 0}\, \eta \cos 2\Pi - W^{-2}_{4\cdot 1\cdot 1}\, \eta' \cos(\Pi + \pi')$$

---

143)
$$E'_{c\cdot n} = -n B'_n \eta^{n-1} \sin n\Pi, \qquad E'_{s\cdot n} = n B'_n \eta^{n-1} \cos n\Pi.$$

Die Werte der B'_n sind durch Formel 89) gegeben.

Die $W'_{\frac{s}{c}\cdot n}$ und $R'_{\frac{s}{c}\cdot n}$ erhält man durch Differentiation der in Formel 96) gegebenen $W_{\frac{s}{c}\cdot n}$ und $R_{\frac{s}{c}\cdot n}$ nach f. Das allgemeine Resultat lautet wieder:

144)
$$\begin{aligned} U'_{c\cdot n} = {} & -n\, U_n^{0\cdot c} \sin nf - n\, U_n^{0\cdot s} \cos nf - (n-2)\, U_{n-2}^{+1\cdot c} \sin(n-2)f \\ & - (n-2)\, U_{n-2}^{+1\cdot s} \cos(n-2)f - (n+2)\, U_{n+2}^{-1\cdot c} \sin(n+2)f \\ & - (n+2)\, U_{n+2}^{-1\cdot s} \cos(n+2)f - (n-4)\, U_{n-4}^{+2\cdot c} \sin(n-4)f \\ & - (n-4)\, U_{n-4}^{+2\cdot s} \cos(n-4)f - (n+4)\, U_{n+4}^{-2\cdot c} \sin(n+4)f \\ & - (n+4)\, U_{n+4}^{-2\cdot s} \cos(n+4)f \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U'_{s\cdot n} = {} & n\, U_n^{0\cdot c} \cos nf - n\, U_n^{0\cdot s} \sin nf + (n-2)\, U_{n-2}^{+1\cdot c} \cos(n-2)f \\ & - (n-2)\, U_{n-2}^{+1\cdot s} \sin(n-2)f + (n+2)\, U_{n+2}^{-1\cdot c} \cos(n+2)f \\ & - (n+2)\, U_{n+2}^{-1\cdot s} \sin(n+2)f + (n-4)\, U_{n-4}^{+2\cdot c} \cos(n-4)f \\ & - (n-4)\, U_{n-4}^{+2\cdot s} \sin(n-4)f + (n+4)\, U_{n+4}^{-2\cdot c} \cos(n+4)f \\ & - (n+4)\, U_{n+4}^{-2\cdot s} \sin(n+4)f. \end{aligned}$$

Um hieraus die gewünschten $R'_{\frac{c}{s}\cdot n}$ und $W'_{\frac{c}{s}\cdot n}$ zu erhalten, braucht man nur den Buchstaben R bezw. W statt U zu setzen. Die Berechnung dieser Koeffizienten ist wie man sieht auch mit Hilfe der unter 98) und 99) gegebenen Zahlen ausführbar. Für (86) Semele ist für die Gleichungen 141) Tafel IX (Hilfstafeln für die Säkularvariation der Elemente) gerechnet worden und zwar sind dort die

langperiodisch charakteristischen Funktionen $\frac{\partial V}{\partial \eta}$ und $\frac{\partial V}{\eta \partial \Pi}$ direkt tabuliert, ebenso gleich die Hilfsgrösse

$$S' = \tfrac{1}{2}\left(1 - \tfrac{1}{2}\frac{\partial V}{\partial f}\right)^{-1}\frac{\partial V}{\partial f},$$

weil diese nur statt $\frac{\partial V}{\partial f}$ auftritt, während für die Berechnung der Funktionen

$$\frac{\partial R}{\partial f},\ \frac{\partial K}{\partial f},\ \frac{\partial E}{\partial \eta} \text{ und } \frac{\partial E}{\eta \partial \Pi}$$

die Koeffizienten tabuliert sind.

Schliesslich sind in Tafel IX noch einige in den Formeln der Säkularvariation häufig wiederkehrende Ausdrücke mitgeteilt wie die Grössen $\Pi - \varsigma v$ und $\sigma + \tau v$ für die Argumente der Hilfswinkel, ferner lg sin j, lg cos j, lg tg j und lg tg $\frac{1}{2} j$, welche für diese Zwecke konstant im ganzen Zeitintervall angesehen werden können. Ferner sind dort noch gegeben lg μ, lg δ und Logaritmus der Bewegungskonstante n in absoluter Zahl sowie der Modul $\mathfrak{M}$ des Briggischen Logarithmensystems und die Grössen

$$\lg(57.296) \text{ und } \lg(206265),\ \lg\left(\tau \frac{\sin}{\cos} \Theta\right),\ \lg\left(\tfrac{1}{2}\sin^2 \iota\right),\ \lg\left(\frac{1}{\mathfrak{M}} \varkappa \frac{\sin}{\cos} \Gamma\right),$$

$$\lg\left(\frac{1}{\mathfrak{M}} \sin\iota \frac{\sin}{\cos} \Theta\right),\ \lg\left(\frac{\tau \sin\iota}{\mathfrak{M}}\right) \text{ und } \lg\left(\frac{\varsigma \varkappa}{\mathfrak{M}}\right).$$

Eine Zusammenstellung der bei der Rechnung der Säkularvariation der Elemente nötigen Formeln in der Reihenfolge wie sie der Gang der Rechnung erfordert, findet sich schliesslich noch in Tafel X.

---

6. Es soll jetzt an einem Beispiele ausführlich die Rechnung der Koeffizienten M_i und N_i für die Fehlergleichungen cos $\beta\, \Delta\lambda$ und $\Delta\beta$ klargelegt werden. Ich wähle hierzu eine auf dem Königstuhl angestellte photographische Beobachtung von (86) Semele, welche Herr Wolf mir gütigst mitgeteilt hat.

Der auf Aequinox 1903.0 reduzierte beobachtete Ort hat die geozentrischen Aequatorialkoordinaten

für 1903 August 27.425 $\quad \alpha = 343°\,4'\,24''.8 \quad \delta = -15°\,5'\,21''.3.$

Diese sind nun in Länge und Breite (geozentrisch) zu verwandeln:

sin α	9.464108_n	tg N	9.966643	sin $(N-\varepsilon)$	9.520269_n
cos δ	9.984762	N	$= 222°\,48'\,6''.4$	n	9.583346
cos α	9.980766	ε	$= 23°\,27'\,6''.8$	cos $(N-\varepsilon)$	9.974748_n
n sin N	9.415513_n	$N-\varepsilon$	$= 199°\,20'\,59''.6$	n cos $(N-\varepsilon)$	9.558094_n
n cos N	9.448870_n			cos α cos δ	9.965528
cos N	9.865524_n			tg λ	9.592566_n

$\sin\beta\ 9.103615_n$ $\quad \lambda_{\text{Beob.}} = 338^\circ 37' 37.''4$, $\beta_{\text{Beob.}} = -7^\circ 17' 35.''1$ $\quad$ 1903.0

für Aequinox 1903.0 entnimmt man aus der Störungsrechnung zur Darstellung des Ortes. $\quad \lambda_{\text{Ber.}} = 338^\circ 39' 13''$, $\beta_{\text{Ber.}} = -7^\circ 15' 39''$ also $\Delta\lambda = -1' 35.''6$, $\Delta\beta = -1' 56.''1$.

Wir haben hierdurch gleich eine Prüfung für die Genauigkeit unserer Semeletafeln. Denn nach den Auseinandersetzungen des zweiten Kapitels wurden die absoluten Elemente aus Beobachtungen des Zeitraumes 1866—1896 ermittelt und die Epoche für die Zählung der Gyldénsche Länge $L = nt + A$ auf 1876 Sept. 26.0 festgesetzt. Mit diesem L entnehmen wir nun ja die Störungen und berechnen v bezw. die heliozentrische Länge l nach Formel 108); ein Fehler in n kann in den 27 Jahren von 1876—1903 bereits einen merklichen Fehler in L und damit direkt auch in der heliozentrischen wie geozentrischen Länge in der Ekliptik hervorrufen. Die Abweichung von 1'.6 bis 1'.9 in $\Delta\lambda$ und $\Delta\beta$ beweist demnach, dass unsere Tafeln die Aufgabe, den Ort auf $\pm 1'$ genau darzustellen, noch leisten.

Weiter können wir direkt aus der Störungsrechnung zur Darstellung des beobachteten Ortes fertig gerechnet entnehmen:

L	= 1791°.582		
v	= 1775.939	aus IX: $\Pi - \varsigma v$	= 27°.153
Π	= 27.951	aus IX: $\sigma + \tau v$	= 87.821
v	= 307.988	aus VIII, 3: Γ	= 29.552
$\lg\eta$	= 9.3323	aus VIII, 3: Θ	= 83.465
$\lg\varrho$ [1])	= 0.4269		
$\lg r$	= 0.4135	$\Pi - \varsigma v - \Gamma$	= −2°.399
$\lg(1+\varrho^2)$ [2])	= 0.0585	$\sigma + \tau v - \Theta$	= 4.356
$\lg a$	= 0.4925		

n	$\cos\frac{nv}{2}$	$\sin\frac{nv}{2}$	$-\frac{n}{2}W_{c,n}$	$\frac{n}{2}W_{s,n}$	$-\frac{n}{2}R_{c,n}$	$\frac{n}{2}R_{s,n}$
1	− 0.978	+ 0.208	− 0°.03	0	0	+ 0.0001
2	+ 0.9131	− 0.4077	− 11.41	− 22°.34	− 0.0070	− 0.0003
3	− 0.808	+ 0.589	0	+ 0.05	+ 0.0004	+ 0.0001
4	+ 0.668	− 0.745	+ 3.40	+ 2.45	—	—
8	− 0.109	− 0.994	+ 0.07	− 0.03	—	—

$$V = W_{c,0} = -1°.898.$$

1) Hier ist ϱ wieder die geozentrische Distanz des Planeten.

2) Dies ϱ dagegen ist die Gyldénsche Koordinate.

Aus Tafel IX entnehmen wir nun:

n	$R'_{c\cdot n}$	$R'_{s\cdot n}$	$W'_{c\cdot n}$	$W'_{s\cdot n}$	$V'_{c\cdot n}$	$V'_{s\cdot n}$	$E'_{c\cdot n}$	$E'_{s\cdot n}$
0	+ 0.0046	—	—	—	—	—	—	—
1	— 22	— 0.0017	— 0.22	+ 0.17	— 0.1594	+ 0.3005	+ 0.9374	— 1.7667
2	+ 28	+ 111	+ 1.05	+ 6	+ 783	— 408	— 0.2690	+ 0.1821
3	0	— 9	— 9	— 1	—	—	+ 467	— 50
4	—	—	— 17	— 10	—	—	— 56	— 25

$$S = +0.0535.$$

Jetzt ist das Argument f zu berechnen:

Aus Tafel VIII, 3:

μ	9.6646	μV	9.9429_n
$\frac{1}{2}\delta$	8.58053	$-\frac{1}{2}\delta v$	1.82996_n
v	3.24943		
V	0.2783_n		

aus IX: $B = 240.^\circ714$, $\mu V = -0.877$, $-\frac{1}{2}\delta v = -67.602$, $f = 172.^\circ235$

$2f = 344.^\circ47$ $\quad \sin 2f = -0.268$ $\quad \cos 2f = +0.963$

$4f = 328.^\circ94$ $\quad \sin 4f = -0.516$ $\quad \cos 4f = +0.857.$

Weiter wird dann gerechnet:

n	$-\frac{n}{2} R_{c\cdot n} \times \sin \frac{n}{2} v$	$\frac{n}{2} R_{s\cdot n} \times \cos \frac{n}{2} v$	$-\frac{n}{2} W_{c\cdot n} \times \sin \frac{n}{2} v$	$\frac{n}{2} W_{s\cdot n} \times \cos \frac{n}{2} v$	$R'_{c\cdot n} \times \cos \frac{n}{2} v$	$R'_{s\cdot n} \times \sin \frac{n}{2} v$	$W'_{c\cdot n} \times \cos \frac{n}{2} v$	$W'_{s\cdot n} \times \sin \frac{n}{2} v$
0	—	—	—	—	+ 0.0046	—	—	—
1	0	— 0.0001	— 0.01	0	+ 0.0021	— 0.0004	+ 0.22	+ 0.04
2	+ 0.0028	— 3	+ 4.65	— 20.40	+ 26	— 45	+ 96	— 2
3	+ 3	— 1	0	— 4	0	— 5	+ 7	— 1
4	—	—	— 2.53	+ 1.64	—	—	— 11	+ 7
Σ	+ 0.0031	— 0.0005	+ 2.11	— 18.80	+ 0.0093	— 0.0054	+ 1.14	+ 0.08
	$\frac{\partial R}{\partial v} = +0.0026$		$\frac{\partial (E+W)}{\partial v} = -0.2913$		$\frac{\partial R}{\partial f} = +0.0039$		$\frac{\partial K}{\partial f} = +0.0213$	

n	$E'_{c\cdot n} \times \cos nv$	$E'_{s\cdot n} \times \sin nv$	$-E'_{s\cdot n} \times \cos nv$	$E'_{c\cdot n} \times \sin nv$	$V'_{c\cdot n} \cos nf$	$V'_{s\cdot n} \sin nf$	$-V'_{s\cdot n} \cos nf$	$V'_{c\cdot n} \sin nf$
1	+ 0.856	+ 0.720	+ 1.613	— 0.382	—	—	—	—
2	— 180	— 136	— 122	+ 200	— 0.154	— 0.080	— 0.289	+ 0.043
3	+ 14	+ 5	+ 2	— 45	—	—	—	—
4	+ 1	+ 3	0	+ 6	+ 67	+ 21	+ 35	— 41
Σ	+ 0.691	+ 0.592	+ 1.493	— 0.221	— 0.087	— 0.059	— 0.254	+ 0.002
	$\frac{\partial E}{\partial \eta} = +1.283$		$\frac{\partial E}{\eta \partial \Pi} = +1.272$		$\frac{\partial V}{\partial \eta} = -0.146$		$\frac{\partial V}{\eta \partial \Pi} = -0.252$	

$$\frac{\partial (E+V)}{\partial \eta} = +1.137 \qquad \frac{\partial (E+V)}{\eta \partial \Pi} = +1.020.$$

Jetzt sind die Hilfsgrössen aus Formel 120) zu rechnen:

$v = 335°939$	$\cos(\lambda-\sigma)$ 9.5195_n	$\sin j$ 8.9210
aus VIII, 3: $\sigma = 87.225$	aus IX: $\cos j$ 9.9985	$-\cos j \sin(\lambda-\sigma)$ 9.9734
$u = 248.714$	$\sin(\lambda-\sigma)$ 9.9749_n	$\cos C'$ 9.9983
$\lambda = 337.913$	$\cos j \cos(\lambda-\sigma)$ 9.5180_n	$\operatorname{tg} C'$ 8.9476
$\lambda-\sigma = 250.688$	$\cos A'$ 9.9750_n	$C' = 5°065$
$\lambda-\sigma+u = 139.402$	$\operatorname{tg} A'$ 9.5431	$\beta = -7.259$
Aequinox 1850.0	$A' = \mathbf{199°250}$	$C'+\beta = -2.194.$
	$\lg a' = \mathbf{9.9999}$	

Damit erhält man:

$\sin\beta$ 9.1016_n	$\cos(\lambda-\sigma+u)$ 9.8804_n	$-\sin u \operatorname{tg} j \sin(\lambda-\sigma)$ 8.8667_n
$\cos(\lambda-\sigma)$ 9.5195_n	aus IX: $-\operatorname{tg}\frac{1}{2}j$ 8.6207_n	$\sin u$ 9.9693_n
$\sin u$ 9.9693_n	$\sin(\lambda-\sigma+u)$ 9.8134	$\cos G'$ 9.9987_n
aus IX: $\operatorname{tg} j$ 8.9225	$-\operatorname{tg}\frac{1}{2}j\cos(\lambda-\sigma+u)$ 8.5011	$\operatorname{tg} G'$ 8.8974
$\sin(\lambda-\sigma)$ 9.9749_n	$\sin u \operatorname{tg} j \cos(\lambda-\sigma)$ 8.4113	$G' = 184°514$
$\sin(C'+\beta)$ 8.5830_n	$\sin D'$ 9.8898	$G'+\beta = 177.255$
c' 9.9751	$\operatorname{tg} D'$ 0.0898	
$c'\sin(C'+\beta)$ 8.5581_n	$D' = \mathbf{50°881}$	$-\cos u$ 9.5599
$\sin\beta\cos(\lambda-\sigma)$ 8.6211	$\lg d' = \mathbf{8.6113}$	$-\operatorname{tg}\frac{1}{2}j\sin(\lambda-\sigma+u)$ 8.4341_n
$\cos B'$ 9.8787		$\sin F'$ 9.9988
$\operatorname{tg} B'$ 9.9370_n		$\operatorname{tg} F'$ 1.1258_n
$B' = \mathbf{319°140}$		$F' = 94°281$
$\lg b' = \mathbf{8.7424}$		$F'+\beta = 87.022$

---

f' 9.5611	$f'\sin(F'+\beta)$ 9.5605	$E' = \mathbf{158°723}$
$\sin(F'+\beta)$ 9.9994	$g'\cos(G'+\beta)$ 9.9701_n	$\lg e' = \mathbf{0.0007}.$
g' 9.9706	$\cos E'$ 9.9694_n	
$\cos(G'+\beta)$ 9.9995_n	$\operatorname{tg} E'$ 9.5904_n	

Hiermit wäre die Rechnung des ersten Teiles der Hilfsgrössen erledigt. Nun ist nach Formel 125), 127) und 129) zu rechnen:

$2S' = +0.1070$	$T = -0.2958$	$\sin v$ 8.8966_n
$\partial K/\partial f = +0.0213$	$1+T = 0.7042$	η 9.3323
$\mu^{-1}Q = +0.1283$	$\lg(1+T) = 9.8477$	$r a^{-1}$ 9.9210
$\mu^{-1}Q$ 9.1082	$\lg U = \mathbf{0.1523}$	$\cos v$ 9.7892
$\lg Q = \mathbf{8.7728}$	$\lg\xi = \mathbf{0.3550}$	$\eta\sin v$ 9.2289_n
		$r a^{-1}\cos v$ 9.7102
$-\delta Q$ 7.6544_n	aus VIII, 3: $A = 23°318$	$\frac{1}{2}\delta = +0.0381$
$-\delta Q = -0.0045$	$v+V = 1774.041$	
$\frac{\partial(E+W)}{\partial v} = -0.2913$	$\xi = \mathbf{1750.723}$	

$\eta \sin v = -0.1694$	$(1+\varrho)^{-1}$ 9.9415	$\lg(\prime\prime) = 9.9745$
$-\partial R/\partial v = -\ 26$	$\partial R/\partial f$ 7.5911	$a(1+\varrho)^{-1}$ 0.4340
$\frac{1}{2}\delta\,\partial R/\partial f = +\ 1$	$-\mu\xi(1+\varrho)^{-1}\partial R/\partial f$ 8.6823_n	$\lg Z = \mathbf{0.4085}$
$\xi^{-1}X = -0.1719$	Numerus $= -0.0481$	
$\lg(\prime\prime) = 9.2353_n$	$r^{-1}Y = +0.6186$	$L-\Lambda = 1768°26$
$\lg X = \mathbf{9.5903}_n$	$\lg(r^{-1}Y) = 9.7914$	$Q\xi = 103°75$
	$\lg Y = \mathbf{0.2049}$	$U^{-1}M = 1872°01$
$\lg\xi = 3.2432$		$\lg(U^{-1}M) = 3.2723$
$(\xi)_{\text{Zahl}}$ 1.4851	$ra^{-1}\cos v = +0.5131$	$\lg M = 3.4246$
$\mu\xi$ 1.1497	$2\eta = +0.4298$	$\lg(M)_{\text{Zahl}} = \mathbf{1.6665}.$
	$2\eta + ra^{-1}\cos v = +0.9429$	

Jetzt sind die durch Formel 136) und 137) gegebenen Hilfsgrössen zu rechnen:

$MX = -18.063$	XU 9.7426_n	$K' = 212°035$
$Y = +1.603$	$\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}$ 0.0559	$\lg k' = 0.2327$
$Y-MX$ 1.2937	$-U$ 0.1523_n	
aus IX: n 7.4969	$XU\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}$ 9.7985_n	$A'+u = 87°964$
r 0.4135	Z 0.4085	$B'+u = 207.854$
M 1.6665	$rh'\sin H'$ 0.2862	$A'+u+H' = 243.174$
$g\sin G$ 3.3833	$\frac{\partial(E+V)}{\eta\,\partial\Pi}$ 0.0086	$A'+u+K' = 299.999$
$g\cos G$ 4.1696	$XU\frac{\partial(E+V)}{\eta\,\partial\Pi}$ 9.7512_n	$B'+u+H' = 3.064$
$\cos G$ 9.9943	$\xi\sin v$ 0.2516_n	$B'+u+K' = 59.889$
$\operatorname{tg} G$ 9.2137	$rk'\sin K'$ 0.3708_n	
$G = \mathbf{9°290}$		$\sin(A'+u)$ 9.9997
$\lg g = \mathbf{4.1753}$	$h'\sin H'$ 9.8727	$\sin(B'+u)$ 9.6695_n
	$h'\cos H'$ 0.2082_n	$\sin D'$ 9.8898
$(U+Q)$ 0.1700	$\cos H'$ 9.9580_n	$-d'\sin\iota$ 7.3979_n
$X(U+Q)$ 9.7603_n	$\operatorname{tg} H'$ 9.6645_n	$\sin E'$ 9.5598
$\mu\xi\,\partial R/\partial f$ 7.6107	$H' = 155°210$	$e'\sin\iota$ 8.7873
$-r\,\mathfrak{f}\sin F$ 9.7572_n	$\lg h' = 0.2502$	
$\mathfrak{f}\sin F$ 9.3437		$a'\sin(A'+u)$ 9.9996
$\mathfrak{f}\cos F$ 0.1700	$k'\sin K'$ 9.9573_n	$-d'\sin\iota\sin D'$ 7.2877_n
$\cos F$ 9.9952	$k'\cos K'$ 0.1609_n	$D_1/\sin\iota$ 9.9988
$\operatorname{tg} F$ 9.1737	$\cos K'$ 9.9282_n	$b'\sin(B'+u)$ 8.4119_n
$F = 8°485$	$\operatorname{tg} K'$ 9.7964	$e'\sin\iota\sin E'$ 8.3471
$\lg\mathfrak{f} = \mathbf{0.1748}$		$E_1/\sin\iota$ 7.5536_n

$\lg D = \mathbf{8.7854}$ $\qquad$ $\lg E_1 = \mathbf{6.3402}_n.$

Für 137) erhält man dann:

$\sin(A'+H'+u)$	9.9505_n	$a \sin A$	0.1701_n	$b \sin B$	8.9122
$a'h'$	0.2501	$a \cos A$	0.2006_n	$b \cos B$	7.7206
$\sin(A'+K'+u)$	9.9375_n	$\cos A$	9.8642_n	$\sin B$	9.9991
$a'k'$	0.2326	$\operatorname{tg} A$	9.9695	$\operatorname{tg} B$	1.1916
$\sin(B'+H'+u)$	8.7280	A	$= 222°988$	B	$= 86°319$
$b'h'$	8.9926	$\lg a$	$= 0.3364$	$\lg b$	$= 8.9131$
$\sin(B'+K'+u)$	9.9371				
$b'k'$	8.9751				

Jetzt sind die Koeffizienten der Fehlergleichungen nach Formel 139) zu rechnen:

$A'+G+u = 97°254$	$A+\Pi-\varsigma v = 250.141$	$D'+\sigma+\tau v = 138.702$
$B'+G+u = 217.144$	$B+\Pi-\varsigma v = 113.472$	$E'+\sigma+\tau v = 246.544$
$A'+F+u = 96.449$	$A+\Pi-\varsigma v-\Gamma = 220.589$	$D'+\sigma+\tau v-\Theta = 55.237$
$B'+F+u = 216.339$	$B+\Pi-\varsigma v-\Gamma = 83.920$	$E'+\sigma+\tau v-\Theta = 163.079$

$\sin(A'+G+u)$	9.9965	$\sin(A'+F+u)$	9.9972	$\lg M_1$	$= 8.8439^{-10}$
$a'g$	4.1752	$a'f$	0.1747	$\lg N_1$	$= 7.3708_n^{-10}$
aus IX: $r\varrho^{-1}\frac{1}{206265}$	4.6722^{-10}	aus IX: $r\varrho^{-1}\frac{1}{57.296}$	8.2285	$\lg M_2$	$= 8.4004^{-10}$
$b'g$	2.9177	$b'f$	8.9172	$\lg N_2$	$= 6.9184^{-10}$
$\sin(B'+G+u)$	9.7809_n	$\sin(B'+F+u)$	9.7727_n		

$\sin(A+\Pi-\varsigma v)$	9.9734_n	$\lg M_3$	$= 9.6252_n^{-10}$	$\sin(A+\Pi-\varsigma v-\Gamma)$	9.8133_n
aus IX: $\mathfrak{M}^{-1}\varkappa \sin\Gamma$	9.3288	$\lg M_4$	$= 9.4294_n^{-10}$	va	1.8277
$r\varrho^{-1}a$	0.3230	$\lg N_3$	$= 8.1910^{-10}$	aus IX: $r(\varrho\mathfrak{M})^{-1}\varsigma\varkappa$	6.2750^{-10}
aus IX: $\mathfrak{M}^{-1}\varkappa \cos\Gamma$	9.5753	$\lg N_4$	$= 8.0752_n^{-10}$	vb	0.4044
$\cos(A+\Pi-\varsigma v)$	9.5311_n			$\sin(B+\Pi-\varsigma v-\Gamma)$	9.9976
$\sin(B+\Pi-\varsigma v)$	9.9625			$\lg M_5$	$= 7.9160_n^{-10}$
$r\varrho^{-1}b$	8.8997			$\lg N_5$	$= 6.6770^{-10}$
$\cos(B+\Pi-\varsigma v)$	9.6002_n				

$\sin(D'+\sigma+\tau v-\Theta)$	9.9146	$\sin(E'+\sigma+\tau v-\Theta)$	9.4639	aus IX: $\tau \sin\Theta$	6.5235
$\sin(D'+\sigma+\tau v)$	9.8195	$\sin(E'+\sigma+\tau v)$	9.9625_n	vD_1	0.2767
d'	8.6113	e'	0.0007	$-vE_1$	7.8315
$\cos(D'+\sigma+\tau v)$	9.8758_n	$\cos(E'+\sigma+\tau v)$	9.6000_n	aus IX: $\tau \cos\Theta$	5.5824

I	$d'\sin(D'+\sigma+\tau v)$	8.4308	III	$d'\cos(D'+\sigma+\tau v)$	8.4871_n
	$+vD_1\tau\sin\Theta$	6.8002		$+vD_1\tau\cos\Theta$	5.8591
	$-\Sigma$ I	8.4409_n		$-\Sigma$ III	8.4861
II	$e'\sin(E'+\sigma+\tau v)$	9.9632_n	IV	$e'\cos(E'+\sigma+\tau v)$	9.6007_n
	$-vE_1\tau\sin\Theta$	4.3550^{-10}		$-vE_1\tau\cos\Theta$	3.4139^{-10}
	Σ II	9.9632_n		Σ IV	9.6007_n
aus IX: $r(\varrho\mathfrak{M})^{-1}\sin\iota\sin\Theta$		9.1326	aus IX: $r(\varrho\mathfrak{M})^{-1}\sin\iota\cos\Theta$		8.1916

$\lg M_6$	$= 7.5735_n^{-10}$
$\lg N_6$	$= 9.0958_n^{-10}$
$\lg M_7$	$= 6.6777^{-10}$
$\lg N_7$	$= 7.7923_n^{-10}$

Schliesslich:

V	$d' \sin(D' + \sigma + \tau v - \Theta)$	8.5259	Σ V	7.4854	$\lg M_s = \mathbf{4.6384}_{-10}$
	$-\frac{1}{2} D_1$	8.4844_n	aus IX: $\mathfrak{M}^{-1} \tau \sin \iota$	5.6751	$\lg N_s = \mathbf{6.6177}_{n-10}$
VI	$e' \sin(E' + \sigma + \tau v - \Theta)$	9.4646	$r \varrho^{-1} v$	1.4779	
	$+\frac{1}{2} E_1$	6.0392	$-\Sigma$ VI	9.4647	

Das Resultat lautet dann, wenn man auch noch $\cos\beta \, \Delta\lambda$ und $\Delta\beta$ in absolute Zahl verwandelt:

$$-[6.6661_{-10}] =$$
$$[8.8439_{-10}](\Delta n)_{\text{Sek.}} + [8.4004_{-10}](\Delta\Lambda)_{\text{Grad}} - [9.6252_{-10}]\Delta\lg(\varkappa \sin\Gamma) - [9.4294_{-10}]\Delta\lg(\varkappa\cos\Gamma) - [7.9160_{-10}]\Delta\lg\varsigma$$
$$- [7.5735_{-10}]\Delta\lg(\sin\iota\sin\Theta) + [6.6777_{-10}]\Delta\lg(\sin\iota\cos\Theta) + [4.6384_{-10}]\Delta\lg\tau$$
$$-[6.7504_{-10}] =$$
$$-[7.3708_{-10}](\Delta n)_{\text{Sek.}} - [6.9184_{-10}](\Delta\Lambda)_{\text{Grad}} + [8.1910_{-10}]\Delta\lg(\varkappa\sin\Gamma) - [8.0752_{-10}]\Delta\lg(\varkappa\cos\Gamma) + [6.6770_{-10}]\Delta\lg\varsigma$$
$$- [9.0958_{-1}]\Delta\lg(\sin\iota\sin\Theta) - [7.7923_{-10}]\Delta\lg(\sin\iota\cos\Theta) - [6.6177_{-10}]\Delta\lg\tau.$$

Solcher Gleichungen erhält man je zwei für jeden Normalort, welche dann nach der Methode der kleinsten Quadrate aufgelöst werden.

---

§ 2. Verbesserung absoluter Elemente unter Berücksichtigung der Hauptstörungen in Anlehnung an Tietjens Methode.

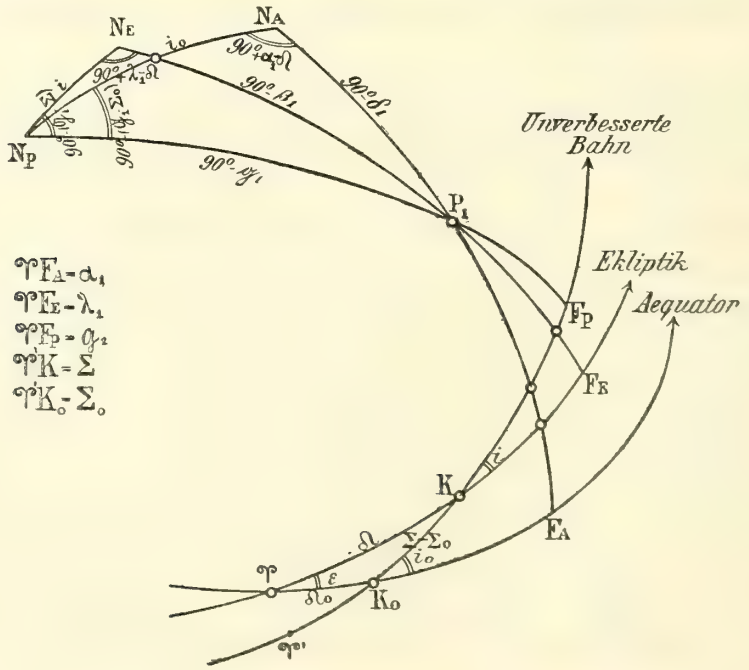
7. Die im vorhergehenden Paragraphen auseinandergesetzte Methode der Elementenverbesserung lässt sich noch wesentlich abkürzen, wenn man nach Tietjens[1]) Vorgange statt der Ekliptik die unverbesserte Bahnebene zur Fundamentalebene wählt. Dadurch erhalten die in 121) mitgeteilten Differentialquotienten $\cos\beta \frac{\partial\lambda}{\partial v}$, $\cos\beta \frac{\partial\lambda}{\partial r}$ etc. eine einfachere Gestalt, sodass ihre Berechnung ohne Einführung von Hilfswinkeln möglich wird. In dieser Hinsicht erspart die Anwendung der Tietjenschen Methode Arbeit. Die durch Berücksichtigung der Störungen verursachte grosse Rechenarbeit bleibt freilich auch hier die gleiche, solange man die gleiche Genauigkeit wie im § 1 anstrebt.. In dieser Hinsicht wollen wir einige Vernachlässigungen machen, die berechtigt sind, weil infolge Einführung der unverbesserten Bahnebene als Fundamentalebene bereits eine Vernachlässigung von der gleichen Grössenordnung begangen wird, wie wir nachher sehen werden. Infolgedessen wird zumal bei grossen Neigungen die hier gegebene Methode nicht so zuverlässige Resultate ergeben wie Methode I, für unsere Zwecke der abgekürzten Bewegungsdarstellung reicht sie aber noch völlig aus, während die im § 1 gegebene Bahnverbesserungsmethode mehr für die strenge Darstellung der absoluten Bewegung entwickelt ist.

---

1) Tietjen hat diese Methode im Anhange zum Berliner Astronomischen Jahrbuche für 1878 mitgeteilt.

Wir führen nun als Fundamentalebene an Stelle der Ekliptik diejenige momentane Bahnebene ein, in welcher der Planetenort liegt, der mit den unverbesserten absoluten Elementen und infolgedessen auch nicht richtigen Störungen gerechnet ist. Wir wollen sie im folgenden kurz mit P-Ebene bezeichnen im Gegensatz zu der P_1-Ebene d. h. der momentanen Bahnebene, in welcher der mit verbesserten absoluten Elementen und verbesserten Störungen gerechnete Planetenort liegt.

Wir müssen nun die beobachteten α_1 und δ_1 auf diese Fundamentalebene beziehen. Gehen wir zu diesem Zwecke wieder von den geozentrischen Ekliptikalkoordinaten λ_1 und β_1 aus und zählen wir diese statt vom Frühjahrs-Tagundnachtgleichen-Punkte jetzt vom Schnittpunkte der unverbesserten momentanen Bahnebene mit der Ekliptik aus, dann müssen wir statt λ_1 schreiben $\lambda_1 - \Omega$ und haben dann in dem entsprechenden rechtwinkligen geozentrischen Koordinatensysteme die X-Achse statt nach dem Frühlingspunkte jetzt nach dem Knoten der unverbesserten Bahn mit der Ekliptik gerichtet, wenn mit Ω der Abstand dieses Schnittpunktes vom Frühlingspunkte in der Ekliptik bezeichnet wird. Ferner bezeichnen wir die auf die P-Ebene bezogenen geozentrischen Polarkoordinaten des beobachteten Planetenortes P_1 mit $\mathfrak{g}_1$ und $\mathfrak{G}_1$, wo $\mathfrak{g}_1$ die Breite in Bezug auf die P-Ebene und $\mathfrak{G}_1$ die Länge ist; letztere sei von dem in der Bahn gelegenen Frühlingspunkte aus gezählt. Wir wollen nun aber wieder



Figur 2 (geozentrisch).

$\mathfrak{G}_1 - \Sigma$ statt $\mathfrak{G}_1$ schreiben, d. h. die X-Achse des diesem neuen $(\mathfrak{g}_1, \mathfrak{G}_1 - \Sigma)$-System entsprechenden rechtwinkligen geozentrischen Koordinatensystems wieder nach dem Knoten der P-Ebene mit der Ekliptik gerichtet denken, und dementsprechend mit Σ die in der Bahn gezählte Knotenlänge der P-Ebene bezeichnen. Die den $(\beta_1, \lambda_1 - \Omega)$- bez. $(\mathfrak{g}_1, \mathfrak{G}_1 - \Sigma)$-Systemen entsprechenden rechtwinkligen geozentrischen Koordinatensysteme haben dann die X-Achse gemeinsam und das $(\mathfrak{g}_1, \mathfrak{G}_1 - \Sigma)$-System entsteht aus dem $(\beta_1, \lambda_1 - \Omega)$-System durch Drehung um die X-Achse um den Winkel i d. h. um die Neigung der P-Ebene gegen die Ekliptik. Wir erhalten nach den hierfür geltenden Transformationsformeln (Dreieck $N_P N_E P_1$):

$$\begin{aligned} \overline{m}_1 \sin \overline{M}_1 &= \sin \beta_1 \\ \overline{m}_1 \cos \overline{M}_1 &= \cos \beta_1 \sin (\lambda_1 - \Omega) \end{aligned}$$

145)
$$\begin{aligned} \cos \mathfrak{g}_1 \cos (\mathfrak{G}_1 - \Sigma) &= \cos \beta_1 \cos (\lambda_1 - \Omega) \\ \cos \mathfrak{g}_1 \sin (\mathfrak{G}_1 - \Sigma) &= \overline{m}_1 \cos (\overline{M}_1 - i) \\ \sin \mathfrak{g}_1 &= \overline{m}_1 \sin (\overline{M}_1 - i). \end{aligned}$$

Hieraus lassen sich ohne weiteres die $\mathfrak{g}_1$ und $\mathfrak{G}_1$ aus den λ_1 und β_1 berechnen, da wir Σ von der Störungsrechnung her kennen, ebenso i und Ω. Man wird diese Formeln auch für die $\mathfrak{g}$ und $\mathfrak{G}$ anwenden, wenn man die λ und β kennt, d. h, wenn man die Ephemeride zur Darstellung der Beobachtungen aus einzelnen heliozentrischen Oertern gerechnet hat; hat man die Ephemeride jedoch aus den oskulierenden Elementen ermittelt, so wird man die $\mathfrak{g}$, $\mathfrak{G}$ besser aus den α und δ bestimmen. Ebenso wird man überhaupt bequemer die Beobachtungswerte $\mathfrak{g}_1$ und $\mathfrak{G}_1$ direkt aus den α_1 und δ_1 berechnen, als dass man den Umweg über die λ_1 und β_1 macht. Dazu sollen die folgenden Formeln abgeleitet werden.

In Figur 2 bezeichen i_0, Ω_0, Σ_0 die Elemente in Bezug auf den Aequator. Unter Benutzung dieser Elemente kann man dann die $\mathfrak{g}_1$ und $\mathfrak{G}_1 - \Sigma_0$ durch ähnliche Transformationsformeln aus den δ_1 und $\alpha_1 - \Omega_0$ berechnen (Dreieck $N_P N_A P_1$ in Figur 2):

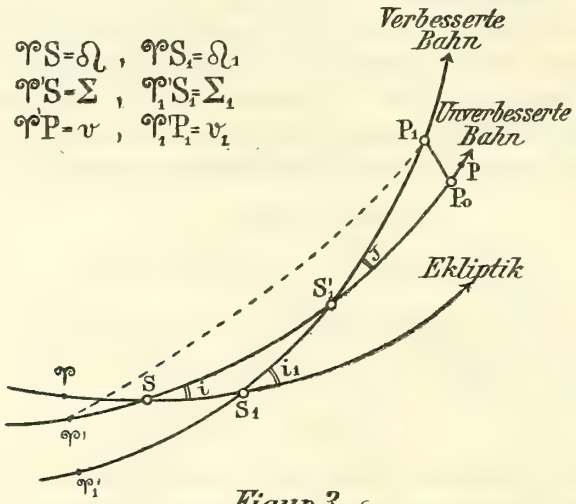
145a)
$$\begin{aligned} \cos \mathfrak{g}_1 \cos (\mathfrak{G}_1 - \Sigma_0) &= \cos \delta_1 \cos (\alpha_1 - \Omega_0) \\ \cos \mathfrak{g}_1 \sin (\mathfrak{G}_1 - \Sigma_0) &= \overline{n}_1 \cos (\overline{N}_1 - i_0) \\ \sin \mathfrak{g}_1 &= \overline{n}_1 \sin (\overline{N}_1 - i_0) \\ \overline{n}_1 \sin \overline{N}_1 &= \sin \delta_1 \\ \overline{n}_1 \cos \overline{N}_1 &= \cos \delta_1 \sin (\alpha_1 - \Omega_0), \end{aligned}$$

und aus dem Dreieck $\Upsilon K K_0$ hat man zur Bestimmung von Σ_0, Ω_0 und i_0:

145b)
$$\cos \frac{i_0}{2} \sin \frac{\Omega_0 - \Sigma_0 + \Sigma}{2} = \sin \frac{\Omega}{2} \cos \frac{i - \varepsilon}{2} \qquad \sin \frac{i_0}{2} \sin \frac{\Omega_0 + \Sigma_0 - \Sigma}{2} = \sin \frac{\Omega}{2} \sin \frac{i - \varepsilon}{2}$$

$$\cos \frac{i_0}{2} \cos \frac{\Omega_0 - \Sigma_0 + \Sigma}{2} = \cos \frac{\Omega}{2} \cos \frac{i + \varepsilon}{2} \qquad \sin \frac{i_0}{2} \cos \frac{\Omega_0 + \Sigma_0 - \Sigma}{2} = \cos \frac{\Omega}{2} \sin \frac{i + \varepsilon}{2}.$$

Seien jetzt x_1', y_1', z_1' die heliozentrischen Koordinaten des Planetenortes P_1 mit der P-Ebene als (x_1', y_1')-Ebene und gehe die x_1'-Achse durch den Punkt Υ' in Figur 3, seien ferner X', Y', Z' die geozentrischen Sonnenkoordinaten für die



Figur 3
(heliozentrisch).

Zeit der Beobachtung gleichfalls auf die P-Ebene als (X', Y')-Ebene bezogen und mit nach Υ' gerichteter X'-Achse, dann ist:

146)
$$\left.\begin{aligned} \varrho_1 \cos \mathfrak{g}_1 \cos \mathfrak{G}_1 &= x_1' + X' \\ \varrho_1 \cos \mathfrak{g}_1 \sin \mathfrak{G}_1 &= y_1' + Y' \\ \varrho_1 \sin \mathfrak{g}_1 &= z_1' + Z'. \end{aligned}\right\} \quad \left(\begin{array}{l}\varrho_1 = \text{geozentrische Distanz} \\ \text{des Planetenortes}\end{array}\right)$$

Es sei in Figur 3 P_1 = beobachteter Planetenort mit den Koordinaten

$$x_1', y_1', z_1' \text{ bezw. } \varrho_1, \mathfrak{g}_1, \mathfrak{G}_1,$$

P = berechneter Planetenort mit den Koordinaten

$$x', y', z' \text{ bezw. } \varrho, \mathfrak{g}, \mathfrak{G}.$$

Bilden wir in der Gleichung 146) die Inkremente

$$\Delta x' = x_1' - x', \text{ also } x_1' = x' + \Delta x' \text{ etc.}$$
$$\Delta \mathfrak{g} = \mathfrak{g}_1 - \mathfrak{g}, \text{ also } \mathfrak{g}_1 = \mathfrak{g} + \Delta \mathfrak{g} \text{ etc.}$$

und bedenken wir, dass die Sonnenkoordinaten hierbei wieder als konstant angesehen werden müssen, so erhalten wir:

$$(\varrho + \Delta\varrho) \cos (\mathfrak{g} + \Delta \mathfrak{g}) \cos (\mathfrak{G} + \Delta \mathfrak{G}) - \varrho \cos \mathfrak{g} \cos \mathfrak{G} = (x' + \Delta x' + X') - (x' + X') \text{ etc.}$$

Lösen wir nun die Klammern, Sinus und Cosinus auf, vernachlässigen die Quadrate und Produkte der Inkremente und bedenken dass $\Delta z' = z_1'$, ist, weil P selbst in der neuen Fundamentalebene liegt also $z' = 0$ ist, so erhalten wir analog

Formel 112) des vorigen Paragraphen:

147) $$\cos \mathfrak{g}\, \Delta \mathfrak{G} = \frac{1}{\varrho}[-\sin \mathfrak{G}\, \Delta x' + \cos \mathfrak{G}\, \Delta y']$$

$$\Delta \mathfrak{g} = \frac{1}{\varrho}[-\sin \mathfrak{g} \cos \mathfrak{G}\, \Delta x' - \sin \mathfrak{g} \sin \mathfrak{G}\, \Delta y' + z_1' \cos \mathfrak{g}].$$

Jetzt ersetzen wir wieder die $\Delta x'$, $\Delta y'$, $\Delta z'$ durch die Inkremente Δi, $\Delta \Omega$ sowie Δv und Δr mit Hilfe folgender Formeln, welche wir aus den Dreiecken $P_1 P_0 \Upsilon'$ und $P_1 S_1' \Upsilon'$ und den Beziehungen zu den x_1', y_1', z_1' leicht ableiten können. Bezeichnen wir

$S_1' P_1 = U_1$, $\Upsilon' S_1' = K_1$, $J =$ Neigung der P_1-Ebene gegen die P-Ebene,

so wird:

148) $$\begin{aligned} x_1' &= r_1(\cos U_1 \cos K_1 - \sin U_1 \sin K_1 \cos J) \\ y_1' &= r_1(\cos U_1 \sin K_1 + \sin U_1 \cos K_1 \cos J) \\ z_1' &= r_1 \sin U_1 \sin J. \end{aligned}$$

Nun ist

$$\cos J = 1 - 2\sin^2 \frac{J}{2}$$

und der Winkel J von der Grössenordnung der Inkremente, denn wären die Verbesserungen der absoluten Elemente null, so fiele ja P_1 mit P zusammen d. h. es wäre $J = 0$, wir können deswegen $2\sin^2 \frac{J}{2}$ als von der Ordnung des Quadrates der Inkremente vernachlässigen in Uebereinstimmung mit unserer Rechnungsgenauigkeit. Dann geht System 148) über in

148a) $$\begin{aligned} x_1' &= r_1 \cos(U_1 + K_1) \\ y_1' &= r_1 \sin(U_1 + K_1) \\ z_1' &= r_1 \sin U_1 \sin J. \end{aligned}$$

Durch Einführung der unverbesserten momentanen Bahnebene als Fundamentalebene gestalten sich diese Gleichungen wesentlich einfacher als das entsprechende System 113) im vorigen Paragraphen. Weiter ist

$$U_1 + K_1 = P_1 S_1' + S_1' \Upsilon' = P_1 S_1' + S_1' S + \Sigma,$$

aus dem sogenannten Knotendreiecke $S S_1 S_1'$ folgt, da ja ist

$$S_1 S = \Omega_1 - \Omega = \Delta \Omega,$$

nach den Gaussschen Formeln:

$$\sin \frac{S S_1' - S_1 S_1'}{2} \cos \frac{J}{2} = \sin \frac{180^\circ - i_1 - i}{2} \sin \frac{\Delta \Omega}{2} = \cos \frac{i_1 + i}{2} \sin \frac{\Delta \Omega}{2}.$$

Wir können nun unter Einhaltung unserer numerischen Genauigkeitsgrenze setzen:

$$\cos\frac{J}{2} = 1, \quad \sin\frac{\Delta\Omega}{2} = \frac{\Delta\Omega}{2}.$$

Da weiter ist: $i_1 = i + \Delta i$, so wollen wir schreiben:

$$\tfrac{1}{2}\Delta\Omega\cos\frac{i_1+i}{2} = \tfrac{1}{2}\Delta\Omega\cos\left(i+\frac{\Delta i}{2}\right) = \tfrac{1}{2}\Delta\Omega\cos i = \tfrac{1}{2}\Delta\Omega - \Delta\Omega\sin^2\frac{i}{2} = \tfrac{1}{2}\Delta\Omega.$$

Dies gilt streng genommen bei unserer bisherigen Genauigkeitsgrenze nur für Neigungen i, welche so klein sind, dass $\Delta\Omega\sin^2\frac{i}{2}$ als von der Ordnung des Quadrates der Inkremente vernachlässigt werden kann. Man kann dies für Neigungen bis zu ungefähr 3^0 annehmen, für derartige Neigungen gelten die hier mitgeteilten Entwickelungen also mit derselben Genauigkeit, wie die des vorigen Paragraphen. Für die Zwecke der genäherten absoluten Bewegungen, die wir hier im Auge haben, kann diese Methode jedoch ausreichend genau auch für grössere Neigungen verwandt werden.

Da ferner $SS_1' - S_1S_1'$ von der Ordnung der Inkremente wieder ist, so erhalten wir schliesslich:

149) $$SS_1' - S_1S_1' = \Delta\Omega \text{ oder } SS_1' = S_1S_1' + \Delta\Omega,$$

sodass wird:

$$U_1 + K_1 = P_1S_1' + S_1S_1' + \Sigma + \Delta\Omega.$$

Da mit einem Fehler zweiter Ordnung $\Sigma + \Delta\Omega = \Sigma + \Delta\Sigma$ ist:

$$U_1 + K_1 = P_1S_1' + S_1S_1' + \Sigma_1 = v_1$$

150)
$$\begin{aligned} x_1' &= r_1\cos v_1 \\ y_1' &= r_1\sin v_1 \\ z_1' &= r_1\sin(v_1 - K_1)\sin J; \end{aligned}$$

x_1' und y_1' sind jetzt nur noch reine Funktionen von r_1 und v_1, es werden deswegen auch in der Gleichung für $\cos\mathfrak{g}\Delta\mathfrak{G}$ nur Δr und Δv auftreten, nicht mehr aber Δi und $\Delta\Omega$ und da r und v nur Funktionen der vier Elemente für die Gestalt der Bahn und der Bewegung in derselben sind, so wird die Gleichung für $\cos\mathfrak{g}\Delta\mathfrak{G}$ nur diese vier Elementkorrektionen enthalten und die Auflösung der Normalgleichungen dadurch erleichtert.

Wir wollen nun noch in der letzten Gleichung 150) J und K_1 durch bekannte Grössen ersetzen. Aus dem Knotendreieck folgt:

$$\sin SS_1'\sin J = \sin\Delta\Omega\sin i_1$$

$$\cos\frac{SS_1' + S_1S_1'}{2}\sin\frac{J}{2} = \sin\frac{i_1 - i}{2}\cos\frac{\Delta\Omega}{2}$$

oder mit erlaubter Vernachlässigung unter Berücksichtigung von 149):

151) $$\sin SS_1' \sin J = \Delta\Omega \sin i_1$$

$$\cos \frac{SS_1' + SS_1' - \Delta\Omega}{2} \sin \frac{J}{2} = \tfrac{1}{2} \cos SS_1' \sin J = \frac{\Delta i}{2}.$$

Und da $K_1 = SS_1' + \Sigma$ ist, so kann man in 150) schreiben:

$$z_1' = r_1 \sin (v_1 - \Sigma) \cos SS_1' \sin J - r_1 \cos (v_1 - \Sigma) \sin SS_1' \sin J$$

und nach 151)

152) $$z_1' = \Delta z = r_1 \sin (v_1 - \Sigma) \Delta i - r_1 \cos (v_1 - \Sigma) \sin i_1 \Delta\Omega.$$

Bildet man jetzt in 150) und 152) die Korrektionen und schreibt wieder

$$\Sigma = \sigma, \text{ also } v - \Sigma = v - \sigma = \mathfrak{v},$$

$$x_1' - x' = \Delta x', \text{ also } x_1' = x' + \Delta x' \text{ etc, } v_1 = v + \Delta v \text{ etc.},$$

so erhält man:

$$\begin{aligned}
(x' + \Delta x') - x' &= (r + \Delta r) \cos (v + \Delta v) - r \cos v \\
(y' + \Delta y') - y' &= (r + \Delta r) \sin (v + \Delta v) - r \sin v \\
\Delta z' = z_1' &= (r + \Delta r) \sin (\mathfrak{v} + \Delta \mathfrak{v}) \Delta i - (r + \Delta r) \cos (\mathfrak{v} + \Delta \mathfrak{v}) \sin (i + \Delta i) \Delta\Omega.
\end{aligned}$$

Löst man in diesen Gleichungen wieder die Klammern, Sinus und Cosinus auf und vernachlässigt die Quadrate und Produkte der Inkremente:

153) $$\begin{aligned}
\Delta x' &= -r \sin v \Delta v + \cos v \Delta r \\
\Delta y' &= r \cos v \Delta v + \sin v \Delta r \\
\Delta z' = z_1' &= r \sin \mathfrak{v} \Delta i - r \cos \mathfrak{v} \sin i \Delta\Omega.
\end{aligned}$$

Führen wir diese Ausdrücke in das System 147) ein und bedenken wir, dass wir auch allgemein schreiben können:

153a) $$\cos \mathfrak{g} \Delta \mathfrak{G} = \cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial v} \Delta v + \cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial r} \Delta r + \cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\sin i \, \partial \Omega} \sin i \Delta\Omega + \cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial \sin i} \Delta \sin i$$

$$\Delta \mathfrak{g} = \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial v} \Delta v + \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial r} \Delta r + \frac{\partial \mathfrak{g}}{\sin i \, \partial \Omega} \sin i \Delta\Omega + \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial \sin i} \Delta \sin i,$$

so erhalten wir durch Vergleichung

154)

$$\cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial v} = \frac{r}{\varrho} \cos (v - \mathfrak{G}) \qquad \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial v} = \frac{r}{\varrho} \sin \mathfrak{g} \sin (v - \mathfrak{G})$$

$$\cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial r} = \frac{1}{\varrho} \sin (v - \mathfrak{G}) \qquad \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial r} = -\frac{1}{\varrho} \sin \mathfrak{g} \cos (v - \mathfrak{G})$$

$$\cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\sin i \, \partial \Omega} = 0 \qquad \frac{\partial \mathfrak{g}}{\sin i \, \partial \Omega} = -\frac{r}{\varrho} \cos \mathfrak{g} \cos \mathfrak{v}$$

$$\cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial \sin i} = 0 \qquad \frac{\partial \mathfrak{g}}{\partial \sin i} = \frac{r}{\varrho} \cos \mathfrak{g} \sec i \sin \mathfrak{v}.$$

Der grosse Vorzug der Einfachheit zeigt sich hier deutlich gegenüber den entsprechenden Formeln 120) und 121) unserer ersten Methode, denn ohne die Einführung von Hilfswinkeln gelangen wir hier zum Ziele und haben obendrein noch den Vorteil, dass $\cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\sin i \, \partial \Omega}$ und $\cos \mathfrak{g} \frac{\partial \mathfrak{G}}{\partial \sin i}$ null sind. Die Grössen $\mathfrak{G}$ und $\mathfrak{g}$ müssen freilich nach 145a) aus den beobachteten wie berechneten α und δ abgeleitet werden, doch ist diese Arbeit immer noch nicht so umfangreich wie die Einführung der Hilfswinkel nach Formel 120).

---

8. Wir müssen nun die Δr und Δv nach den Korrektionen der absoluten Elemente n, A, $\varkappa \sin \Gamma$ und $\varkappa \cos \Gamma$ auflösen und ebenso die $\Delta \Omega$ und $\Delta \sin i$ durch die $\Delta (\sin \iota \sin \Theta)$ und $\Delta (\sin \iota \cos \Theta)$ ersetzen. Bei diesem Teile der Entwicklungen wollen wir wie bereits erwähnt einige Vernachlässigungen machen, durch welche die Rechnung nicht mehr so streng wie in § 1 ist, sondern etwas abgekürzt wird.

Wir hatten früher gefunden:

nach 130) $$\Delta v = \frac{M}{n} \Delta n + (U+Q) \Delta A - U \frac{\partial (E+V)}{\partial \eta} \Delta \eta - U \frac{\partial (E+V)}{\eta \, \partial \Pi} \eta \Delta \Pi$$

nach 127) $$\Delta r = X \Delta v - \frac{Y}{n} \Delta n + \mu \xi \frac{\partial R}{\partial f} \Delta A - Z \Delta \eta - \xi \eta \sin \mathrm{v} \, \Delta \Pi.$$

Hier wollen wir für die früher gefundenen Werte abkürzend schreiben:

155)
$$M = U[L - A + Q\xi] \qquad S' = \tfrac{1}{2}\left(1 + \tfrac{1}{2} \frac{\partial V}{\partial f}\right)^{-1} \frac{\partial V}{\partial f}$$
$$\xi = v + V - A \qquad X = \xi \left(\eta \sin \mathrm{v} - \frac{\partial R}{\partial v}\right)$$
$$Q = S' + \tfrac{1}{2} \frac{\partial K}{\partial f} \qquad Y = r \left(\tfrac{2}{3} - \frac{\tfrac{1}{2}\xi}{1+\varrho} \frac{\partial R}{\partial f}\right)$$
$$T = \frac{\partial (E+W)}{\partial v} - \delta Q \qquad Z = \frac{a}{1+\varrho^{1})} \left(2\eta + \frac{r}{a} \cos \mathrm{v}\right)$$
$$U = (1+T)^{-1} \qquad \xi = \frac{r}{1+\varrho^{1})}.$$

Setzen wir nun die obigen Gleichungen für Δv und Δr ferner unsere in Formel 132), 133) und 135) gefundenen Ausdrücke für $\Delta \eta$, $\eta \Delta \Pi$ wie für $\Delta \sin \iota$, $\Delta \sin i$ und $\sin i \, \Delta \Omega$ in die Gleichungen 153a) ein, so erhalten wir das gewünschte Resultat, das durch Einführen von Hilfsgrössen wieder für die numerische Rechnung geeigneter gemacht werden kann. Wir setzen wie früher:

nach 136)
$$k' \sin H' = \frac{1}{r}\left[X U \frac{\partial (E+V)}{\partial \eta} + Z\right] \qquad k' \cos H' = -U \frac{\partial (E+V)}{\partial \eta}$$
$$k' \sin K' = \frac{1}{r}\left[X U \frac{\partial (E+V)}{\eta \, \partial \Pi} + \xi \sin \mathrm{v}\right] \qquad k' \cos K' = -U \frac{\partial (E+V)}{\eta \, \partial \Pi}$$

1) Hier bezeichnet ϱ die Gyldénsche Koordinate, während sonst in diesem Paragraphen unter ϱ die geozentrische Distanz zu verstehen ist.

$$g \sin G = \frac{Y - MX}{nr} \qquad \mathfrak{f} \sin F = -\frac{(U+Q)X + \frac{1}{2}\xi \frac{\partial R}{\partial f}}{r}$$

$$g \cos G = \frac{M}{n} \qquad \mathfrak{f} \cos F = U + Q.$$

Weiter wollen wir hier einführen:

$$h'' \sin H'' = -\cos \mathfrak{v} \qquad h'' \cos H'' = \frac{\sin \mathfrak{v}}{\cos i}$$

156)
$$a'' \sin A'' = k' \cos (v - \mathfrak{G} + K') \qquad b'' \sin B'' = k' \sin (v - \mathfrak{G} + K')$$
$$a'' \cos A'' = h' \cos (v - \mathfrak{G} + H') \qquad b'' \cos B'' = h' \sin (v - \mathfrak{G} + H').$$

Dann lautet das Endergebnis aller dieser Substitutionen

157)
$$\cos \mathfrak{g} \, \Delta \mathfrak{G} = M_1' (\Delta n)_{\text{Sek.}} + M_2' (\Delta \Lambda)_{\text{Grad}} + M_3' \Delta \lg (\varkappa \sin \Gamma) + M_4' \Delta \lg (\varkappa \cos \Gamma) + M_5' \Delta \lg \varsigma$$
$$\Delta \mathfrak{g} - [N_1' (\Delta n)_{\text{Sek.}} + N_2' (\Delta \Lambda)_{\text{Grad}} + N_3' \Delta \lg (\varkappa \sin \Gamma) + N_4' \Delta \lg (\varkappa \cos \Gamma) + N_5' \Delta \lg \varsigma] \sin \mathfrak{g}$$
$$- N_8' \Delta \lg \tau = N_6' \Delta \lg (\sin \iota \sin \Theta) + N_7' \Delta \lg (\sin \iota \cos \Theta).$$

Die Koeffizienten haben folgende Bedeutung:

158)
$$M_1' = \frac{r}{\varrho} \frac{g}{206265} \cos (v - \mathfrak{G} + G)$$
$$M_2' = \frac{r}{\varrho} \frac{\mathfrak{f}}{57.296} \cos (v - \mathfrak{G} + F)$$
$$M_3' = \frac{r}{\varrho} \frac{\varkappa \sin \Gamma}{\mathfrak{M}} a'' \sin (\Pi - \varsigma v + A'')$$
$$M_4' = \frac{r}{\varrho} \frac{\varkappa \cos \Gamma}{\mathfrak{M}} a'' \cos (\Pi - \varsigma v + A'')$$
$$M_5' = \frac{r}{\varrho} \frac{\varsigma \varkappa}{\mathfrak{M}} v a'' \sin (\Pi - \varsigma v - \Gamma + A'')$$

$$N_1' = \frac{r}{\varrho} \frac{g}{206265} \sin (v - \mathfrak{G} + G)$$
$$N_2' = \frac{r}{\varrho} \frac{\mathfrak{f}}{57.296} \sin (v - \mathfrak{G} + F)$$
$$N_3' = \frac{r}{\varrho} \frac{\varkappa \sin \Gamma}{\mathfrak{M}} b'' \sin (\Pi - \varsigma v + B'')$$
$$N_4' = \frac{r}{\varrho} \frac{\varkappa \cos \Gamma}{\mathfrak{M}} b'' \cos (\Pi - \varsigma v + B'')$$
$$N_5' = \frac{r}{\varrho} \frac{\varsigma \varkappa}{\mathfrak{M}} v b'' \sin (\Pi - \varsigma v - \Gamma + B'')$$
$$N_8' = -\frac{r}{\varrho} \frac{\tau \sin \iota}{\mathfrak{M}} v \cos \mathfrak{g} \, [h'' \sin (\sigma + \tau v - \Theta + H'') - \tfrac{1}{2} \sin^2 \iota \cos \mathfrak{v}]$$

158)
$$N_6' = \frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota\sin\Theta}{\mathfrak{M}}h''\cos\mathfrak{g}\sin(\sigma+\tau v+H'')$$
$$N_7' = \frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota\cos\Theta}{\mathfrak{M}}h''\cos\mathfrak{g}\cos(\sigma+\tau v+H''),$$

wo $\mathfrak{M}$ wieder der Modul des Briggischen Logarithmensystems ist und wo in N_6' und N_7' die von der Reduktion auf die Ekliptik herrührenden Zusatzteile für $\Delta\left(\sin\iota\begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix}\Theta\right)$ vernachlässigt sind.

Hier kommen also infolge des Tietjenschen Kunstgriffes der Einführung der unverbesserten momentanen Bahnebene als Fundamentalebene in der Gleichung für $\cos\Delta\mathfrak{G}$ nur fünf Unbekannte vor, dieselben sind ausserdem in der Gleichung für $\Delta\mathfrak{g}$ noch mit der kleinen Grösse $\sin\mathfrak{g}$ multipliziert, man wird daher in unserem Falle einer genäherten absoluten Bewegung die beiden Gleichungssysteme getrennt auflösen. Hat man aus den Gleichungen $\cos\mathfrak{g}\,\Delta\mathfrak{G}$ die 5 Unbekannten ermittelt und durch Kenntnis von dem verbesserten Werte von n bezw. der halben grossen Achse a auch das sekundäre Element τ verbessert, so wird man für die Bestimmung der Korrektionen von Neigung und Knoten nur Gleichungen mit zwei Unbekannten aufzulösen brauchen, indem man die Gleichungen für $\Delta\mathfrak{g}$ in obiger Weise schreibt. Aber auch bei der strengen gleichzeitigen Auflösung beider Systeme spart man immer noch an Arbeit gegen Methode I, weil im ersten Systeme nur 5 Unbekannte auftreten.

Für unsere Zwecke abgekürzter Tafeln und bei getrennter Auflösung der für $\cos\Delta\mathfrak{G}$ und $\Delta\mathfrak{g}$ resultierenden Gleichungen kann man noch eine weitere Vereinfachung vornehmen. Es ist ja ςv eine kleine und schwach veränderliche Grösse, man kann deswegen den Mittelwert

$$\frac{\varsigma v_1+\varsigma v_2+\varsigma v_3+\cdots+\varsigma v_m}{m}=\varsigma v$$

für die m zur Ausgleichung verwandten Beobachtungen als konstant ansehen. So wächst z. B. ςv bei (86) Semele von 0.013 nur auf 0.038 in ca. 50 Jahren an. Führen wir dann folgende Elementenverbindungen als neue Unbekannte ein

159)
$$\Delta\Sigma_1 = \Delta\lg(\varkappa\sin\Gamma)+\varsigma v\operatorname{cotg}\Gamma\,\Delta\lg\varsigma$$
$$\Delta\Sigma_2 = \Delta\lg(\varkappa\cos\Gamma)-\varsigma v\operatorname{tg}\Gamma\,\Delta\lg\varsigma,$$

wo ςv eben dieser Mittelwert ist, so erhalten wir ein Gleichungssystem mit nur vier Unbekannten und eins mit zwei:

160)
$$\cos\Delta\mathfrak{G} = M_1'(\Delta n)_{\text{Sek.}}+M_2'(\Delta\Lambda)_{\text{Grad}}+M_3'\Delta\Sigma_1+M_4'\Delta\Sigma_2$$
$$\Delta\mathfrak{g}-[N_1'(\Delta n)_{\text{Sek.}}+N_2'\Delta(\Lambda)_{\text{Grad}}+N_3'\Delta\Sigma_1+N_4'\Delta\Sigma_2]\sin\mathfrak{g}-N_8'\Delta\lg\tau$$
$$= N_6'\Delta\lg(\sin\iota\sin\Theta)+N_7'\Delta\lg(\sin\iota\cos\Theta).$$

Die M_n' und N_n' sind die gleichen wie in Formel 157). Nur dann wenn Γ stark in der Nähe 0^0, 90^0, 180^0 und 270^0 liegt, wird man besser die Gleichungen 157)

statt des Systemes 160) auflösen. Nach Kenntnis von Δn können wir ja $\Delta \lg \varrho$ und $\Delta \lg \tau$ berechnen und nach 159) auch $\Delta \lg (\varkappa \sin \Gamma)$ und $\Delta \lg (\varkappa \cos \Gamma)$.

Zur bequemeren Ermittlung der Differentialquotienten

$$S', \frac{\partial R}{\partial v}, \frac{\partial (E+W)}{\partial v}, \frac{\partial R}{\partial f}, \frac{\partial K}{\partial f}, \frac{\partial (E+V)}{\partial \eta} \text{ und } \frac{\partial (E+V)}{\eta \partial \Pi}$$

dienen wieder die Tafeln VIII und IX.

---

9. Wir wollen die hier entwickelte Methode ausführlich für (86) Semele wieder durch ein Beispiel erläutern und wählen die Beobachtung vom 27. August 1903. Die auf Aequinox 1850.0 bezogenen Koordinaten sind:

Beobachtung		Rechnung	
$\alpha = 342^0\,22'\,16''.7$	$\delta = -15^0\,22'\,16''.0$	$\alpha = 342^0\,22'\,54''.6$	$\delta = -15^0\,19'\,51''.4.$

Aus der Ephemeridenrechnung zur Darstellung des Ortes entnehmen wir

$\Sigma = 87^0\,22'\,32''.9$ $\quad \Omega = 87^0\,21'\,49''.7$ $\quad i = 4^0\,46'\,19''.9$ $\quad \varepsilon = 23^0\,27'\,31''.68$

bezogen auf Aequinox 1850.0

und rechnen damit:

$\frac{1}{2}\varepsilon =$	$11^0\,43'\,45''.84$
$\frac{1}{2} i =$	2 23 9.95
$\frac{1}{2}(i-\varepsilon) =$	-9 20 35.9
$\frac{1}{2}(i+\varepsilon) =$	14 6 55.8
$\frac{1}{2}\Omega =$	43 40 54.85
$\cos \frac{1}{2}(i-\varepsilon)$	9.994200
$\cos \frac{1}{2}(i+\varepsilon)$	9.986685
$\sin \frac{1}{2}\Omega$	9.839261
$\cos \frac{1}{2}\Omega$	9.859249
$\sin \frac{1}{2}(i-\varepsilon)$	9.210452_n
$\sin \frac{1}{2}(i+\varepsilon)$	9.387172
$\cos \frac{1}{2}(i-\varepsilon) \sin \frac{1}{2}\Omega$	9.833461
$\cos \frac{1}{2}(i+\varepsilon) \cos \frac{1}{2}\Omega$	9.845934
$\sin \frac{1}{2}(i-\varepsilon) \sin \frac{1}{2}\Omega$	9.049713_n
$\sin \frac{1}{2}(i+\varepsilon) \cos \frac{1}{2}\Omega$	9.246421

	Beobachtung	Rechnung
$\alpha - \Omega_0 =$	$330^0\,38'\,25''.7$	$330^0\,39'\,3''.6$
$\frac{1}{2} i_0 =$	$12^0\,3'\,48''.3$	
$\cos \delta$	9.984180	9.984264
$\sin (\alpha - \Omega_0)$	9.690451_n	9.690310_n
$\cos (\alpha - \Omega_0)$	9.940298	9.940342
$\sin \delta$	9.423361_n	9.422252_n
$\cos \delta \sin (\alpha - \Omega_0)$	9.674631_n	9.674574
$\cos \overline{N}$	9.940639_n	9.940890_n
$\operatorname{tg} \overline{N}$	9.748730	9.747678_n
$\overline{N} =$	$209^0\,16'\,45''.5$	$209^0\,13'\,12''.6$
$i_0 =$	24 7 36.6	
$\overline{N} - i_0 =$	185 9 8.9	185 5 36.0
$\cos (\overline{N} - i_0)$	9.998241_n	9.998282_n
$\bar{n}$	9.733992	9.733684
$\sin (\overline{N} - i_0)$	8.953307_n	8.948308_n

$\operatorname{tg}\frac{1}{2}(\Omega_0-\Sigma_0+\Sigma)$	9.987527	$\cos\delta\cos(\alpha-\Omega_0)$	9.924478	9.924606
$\operatorname{tg}\frac{1}{2}(\Omega_0+\Sigma_0-\Sigma)$	9.803292_n	$\overline{n}\cos(\overline{N}-i_0)$	9.732233_n	9.731966_n
$\frac{1}{2}(\Omega_0-\Sigma_0+\Sigma)=$	44°10′38″.4	$\operatorname{cotg}(\mathfrak{G}-\Sigma_0)$	0.192245_n	0.192640_n
$\frac{1}{2}(\Omega_0+\Sigma_0-\Sigma)=$	327 33 12.6	$\mathfrak{G}-\Sigma_0=$	327°17′10″.9	327°18′36″.1
$\cos\frac{1}{2}(\Omega_0+\Sigma_0-\Sigma)$	9.926287	$\Sigma_0=$	10 45 7.1	
$\sin\frac{1}{2}i_0$	9.320134	$\overline{n}\sin(\overline{N}-i_0)$	8.687299_n	8.681992_n
$\Omega_0=$	11°43′51″.0	$\mathfrak{G}=$	338° 2′18″.0	338° 3′43″
$\Sigma_0-\Sigma=$	283 22 34.2	$\mathfrak{g}=$	$-2°47'23''.8$	$-2°45'22''$

$$\Delta\mathfrak{G}=-1'25''.0 \qquad \Delta\mathfrak{g}=-2'1''.8.$$

Aus der Störungsrechnung zur Darstellung des Ortes entnehmen wir wieder:

$L=$	1791°.582	$\lg\eta=$	9.3323
$v=$	1775.939	$\lg\varrho$ [1]) $=$	0.4269
$\Pi=$	27.951	$\lg r=$	0.4135
$\mathrm{v}=$	307.988	$\lg(1+\varrho)$ [2]) $=$	0.0585
$\sigma=$	87.225	$\lg a=$	0.4925

1) Hier bezeichnet ϱ die geozentrische Distanz.

2) In $(1+\varrho)$ ist ϱ die Gyldénsche Koordinate.

n	$\cos\frac{nv}{2}$	$\sin\frac{nv}{2}$	$-\frac{n}{2}W_{c,n}$	$\frac{n}{2}W_{s,n}$	$-\frac{n}{2}R_{c,n}$	$\frac{n}{2}R_{s,n}$
1	− 0.978	+ 0.208	− 0°.03	0	0	+ 0.0001
2	+ 0.9131	− 0.4077	− 11.41	− 22°.34	− 0.0070	− 0.0003
3	− 0.808	+ 0.589	0	+ 0.05	+ 0.0004	+ 0.0001
4	+ 0.668	− 0.745	+ 3.40	+ 2.45	—	—
8	− 0.109	− 0.994	+ 0.07	− 0.03	—	—

$$V=W_{c,0}=-1°.898.$$

Aus Tafel IX wird entnommen:

$$S'=+0.0535.$$

n	$R'_{c,n}$	$R'_{s,n}$	$W'_{c,n}$	$W'_{s,n}$	$V'_{c,n}$	$V'_{s,n}$	$E'_{c,n}$	$E'_{s,n}$
0	+ 0.0046	—	—	—	—	—	—	—
1	— 22	− 0.0017	− 0°.22	+ 0°.17	− 0.1594	+ 0.3005	+ 0.9374	− 1.7667
2	+ 28	+ 111	+ 1.05	+ 6	+ 783	− 408	− 0.2690	+ 0.1821
3	0	— 9	— 9	— 1	—	—	+ 467	— 50
4	—	—	— 17	— 10	—	—	— 56	— 25

Aus Tafel VIII, 3:	μ	9.6646	v	3.24943	μV	9.9429_n
	$\frac{1}{2}\delta$	8.58053	V	0.2783_n	$-\frac{1}{2}\delta v$	1.82996_n

aus IX: $B = 240°714$	$2f = 344°47$	$4f = 328°94$
$\mu V = -0.877$	$\sin 2f = -0.268$	$\sin 4f = -0.516$
$-\frac{1}{2}\delta v = -67.602$	$\cos 2f = +0.963$	$\cos 4f = +0.857.$
$f = 172°235$		

Mit obigen Werten wird gerechnet:

n	$-\frac{n}{2} R_{c\cdot n} \times \sin \frac{n}{2} v$	$\frac{n}{2} R_{s\cdot n} \times \cos \frac{n}{2} v$	$-\frac{n}{2} W_{c\cdot n} \times \sin \frac{n}{2} v$	$\frac{n}{2} W_{s\cdot n} \times \cos \frac{n}{2} v$	$R'_{c\cdot n} \times \cos \frac{n}{2} v$	$R'_{s\cdot n} \times \sin \frac{n}{2} v$	$W'_{c\cdot n} \times \cos \frac{n}{2} v$	$W'_{s\cdot n} \times \sin \frac{n}{2} v$
0	—	—	—	—	+ 0.0046	—	—	—
1	0	− 0.0001	− 0°01	0	+ 0.0021	− 0.0004	+ 0°22	+ 0°04
2	+ 0.0028	− 3	+ 4.65	− 20°40	+ 26	− 45	+ 96	− 2
3	+ 3	− 1	0	− 4	0	− 5	+ 7	− 1
4	—	—	− 2.53	+ 1.64	—	—	− 11	+ 7
Σ	+ 0.0031	− 0.0005	+ 2°11	− 18°80	+ 0.0093	− 0.0054	+ 1°14	+ 0°08
	$\frac{\partial R}{\partial v} = +\mathbf{0.0026}$		$\frac{\partial (E+W)}{\partial v} = -\mathbf{0.2913}$		$\frac{\partial R}{\partial f} = +\mathbf{0.0039}$		$\frac{\partial K}{\partial f} = +\mathbf{0.0213}$	

n	$E'_{c\cdot n} \times \cos nv$	$E'_{s\cdot n} \times \sin nv$	$-E'_{s\cdot n} \times \cos nv$	$E'_{c\cdot n} \times \sin nv$	$V'_{c\cdot n} \cos nf$	$V'_{s\cdot n} \sin nf$	$-V'_{s\cdot n} \cos nf$	$V'_{c\cdot n} \sin nf$
1	+ 0.856	+ 0.720	+ 1.613	− 0.382	—	—	—	—
2	− 180	− 136	− 122	+ 200	− 0.154	− 0.080	− 0.289	+ 0.043
3	+ 14	+ 5	+ 2	− 45	—	—	—	—
4	+ 1	+ 3	0	+ 6	+ 67	+ 21	+ 35	− 41
Σ	+ 0.691	+ 0.592	+ 1.493	− 0.221	− 0.087	− 0.059	− 0.254	+ 0.002
	$\frac{\partial E}{\partial \eta} = +1.283$		$\frac{\partial E}{\eta \partial \Pi} = +1.272$		$\frac{\partial V}{\partial \eta} = -0.146$		$\frac{\partial V}{\eta \partial \Pi} = -0.252$	

$$\frac{\partial (E+V)}{\partial \eta} = +\mathbf{1.137} \qquad \frac{\partial (E+V)}{\eta \partial \Pi} = +\mathbf{1.020}.$$

Jetzt sind nach Formel 155) sowie 136) und 156) die folgenden Hilfsgrössen zu rechnen:

$S' = +0.0535$	aus VIII,3: $A = 23°318$	$[L-A+Q\xi]$ 3.2743
$\frac{1}{2}\partial K/\partial f = +0.01065$	$v+V = 1774.041$	M 3.4268
$Q = +0.06415$	$\zeta = 1750.723$	$\lg M_{\text{Zahl}} = \mathbf{1.6687}$
$\lg Q = \mathbf{8.8072}$	$\lg \zeta = \mathbf{3.2432}$	
	$\lg \xi = 0.3550$	$\sin v$ 9.8966_n
$\lg \frac{\partial (E+W)}{\partial v}$ 9.4643_n		η 9.3323
$-\delta Q$ 7.6888_n	$Q\xi$ 2.0505	ra^{-1} 9.9210
$\lg T = 9.4715_n$	$Q\xi = 112°32$	$\cos v$ 9.7892
$1+T$ 9.8475	$L-A = 1768.26$	$\eta \sin v$ 9.2289_n
$\lg U = \mathbf{0.1525}$	$L-A+Q\xi = 1880.58$	$-\partial R/\partial v$ 7.4150_n

$\eta \sin v - \partial R/\partial v$	9.2355_n
$\lg X =$	$\mathbf{9.5905}_n$
$-\partial R/\partial f$	7.5911_n
$\frac{1}{2}\xi$	1.1840
$(1+\varrho)^{-1}$	9.9415
	8.7166_n
$\frac{2}{3}$	9.8239
$r^{-1}Y$	9.7886
$\lg Y =$	**0.2021**

2η	9.6333
$ra^{-1}\cos v$	9.7102
$2\eta + ra^{-1}\cos v$	9.9745
$a(1+\varrho)^{-1}$	0.4340
$\lg Z =$	**0.4085**
aus IX: $(n)_{\text{Zahl}}$	7.4969
r	0.4135
$\xi \sin v$	0.2516_n
UX	9.7430_n

$r^{-1} X U$	9.3295_n
$\partial(E+V)/\partial\eta$	0.0558
$\partial(E+V)/\eta\,\partial\Pi$	0.0086
$-U$	0.1525_n
$r^{-1} X U \dfrac{\partial(E+V)}{\partial\eta}$	9.3853_n
$r^{-1} Z$	9.9950
$r^{-1} X U \dfrac{\partial(E+V)}{\eta\,\partial\Pi}$	9.3381_n
$r^{-1}\xi \sin v$	9.8381_n

$h' \sin H'$	9.8726
$h' \cos H'$	0.2083_n
$\cos H'$	9.9581_n
$\operatorname{tg} H'$	9.6643_n
$k' \sin K'$	9.9574_n
$k' \cos K'$	0.1611_n
$\cos K'$	9.9283_n
$\operatorname{tg} K'$	9.7963

Y	0.2021
$-MX$	1.2592
$Y - MX$	1.2957
nr	7.9104
$U+Q =$	1.48485
$-X(U+Q)$	9.7622
$-\frac{1}{2}\xi\,\partial R/\partial f$	7.6451_n
$r \operatorname{f} \sin F$	9.7589

$g \sin G$	3.3853
$g \cos G$	4.1718
$\cos G$	9.9943
$\operatorname{tg} G$	9.2135
$\operatorname{f} \sin F$	9.3454
$\operatorname{f} \cos F$	0.1717
$\cos F$	9.9952
$\operatorname{tg} F$	9.1737

$H' =$	$155^\circ.220$
$K' =$	$212^\circ.029$
$\lg h' =$	0.2502
$\lg k' =$	0.2328
$F =$	$\mathbf{8^\circ.485}$
$G =$	$\mathbf{9^\circ.285}$
$\lg \operatorname{f} =$	**0.1765**
$\lg g =$	**4.1775**

$\mathfrak{v} =$	$248^\circ.714$
$\sin \mathfrak{v}$	9.9693_n
$\cos i$	9.9985
$-\cos \mathfrak{v}$	9.5599
$\sin \mathfrak{v}/\cos i$	9.9708_n
$\cos H''$	9.9695_n
$\operatorname{tg} H''$	9.5891_n
$H'' =$	$\mathbf{158^\circ.782}$

$v - \mathfrak{G} =$	$-2^\circ.123$
$v - \mathfrak{G} + H' =$	153.097
$v - \mathfrak{G} + K' =$	209.906
$\sin(v - \mathfrak{G} + H')$	9.6556
$\cos(v - \mathfrak{G} + H')$	9.9503_n
$\sin(v - \mathfrak{G} + K')$	9.6978_n
$\cos(v - \mathfrak{G} + K')$	9.9380_n
$\lg h'' =$	**0.0013**

$a'' \sin A''$	0.1708_n
$a'' \cos A''$	0.2005_n
$\cos A''$	9.8638_n
$\operatorname{tg} A''$	9.9703
$b'' \sin B''$	9.9306_n
$b'' \cos B''$	9.9058
$\sin B''$	9.8615_n
$\operatorname{tg} B''$	0.0248_n

$A'' =$	$223^\circ.040$
$B'' =$	$313^\circ.367$
aus IX: $\Pi - \varsigma v =$	$27^\circ.153$
aus IX: $\sigma + \tau v =$	87.821
$A'' + \Pi - \varsigma v =$	250.193
$B'' + \Pi - \varsigma v =$	340.520
$v - \mathfrak{G} + G =$	$7^\circ.162$
$v - \mathfrak{G} + F =$	6.362
$\sigma + \tau v + H'' =$	246.603
$\sigma + \tau v - \Omega + H' =$	163.138

a''	0.3367
$r\varrho^{-1}$	9.9866
b''	0.0691
$g\,\frac{1}{206265}$	8.8631
$\operatorname{f}\frac{1}{57.296}$	8.4184
$\sin(\sigma + \tau v - \Omega + H'')$	9.4624
$\frac{1}{2}\sin^2 \iota$	7.2722
$(v)_{\text{Zahl}}$	1.4913
$\cos \mathfrak{g}$	9.9995

$\cos(v-\mathfrak{G}+G)$	9.9966	$\mathfrak{M}^{-1}\varkappa\sin\Gamma$	9.3288	$\lg N_3' =$	8.9076_n-10
$r\varrho^{-1}\,g\,\frac{1}{206265}$	8.8497	$r\varrho^{-1}a''$	0.3233	$\lg N_4' =$	9.6054-10
$\sin(v-\mathfrak{G}+G)$	9.0958	$r\varrho^{-1}b''$	0.0557		
$\cos(v-\mathfrak{G}+F)$	9.9973	$\mathfrak{M}^{-1}\varkappa\cos\Gamma$	9.5753	$\sin(\sigma+\tau v+H'')$	9.9627_n
$r\varrho^{-1}\,\mathrm{f}\,\frac{1}{57\cdot296}$	8.4050	$\sin(\Pi-\varsigma v+A'')$	9.9735_n	$\mathfrak{M}^{-1}\sin\iota\sin\Theta$	9.1460
$\sin(v-\mathfrak{G}+F)$	9.0445	$\cos(\Pi-\varsigma v+A'')$	9.5300_n	$r\varrho^{-1}h''\cos\mathfrak{g}$	9.9874
		$\sin(\Pi-\varsigma v+B'')$	9.5231_n	$\mathfrak{M}^{-1}\sin\iota\cos\Theta$	8.2050
$\lg M_1' =$	8.8459-10	$\cos(\Pi-\varsigma v+B'')$	9.9744	$\cos(\sigma+\tau v+H'')$	9.5989_n
$\lg M_2' =$	8.4023-10			$\lg N_6' =$	9.0961_n-10
$\lg N_1' =$	7.9455-10	$\lg M_3' =$	9.6256_n-10	$\lg N_7' =$	7.7913_n-10
$\lg N_2' =$	7.4495-10	$\lg M_4' =$	9.4286_n-10		

$h''\sin(\sigma+\tau v-\Theta+H'')$	9.4637	$v\,r\varrho^{-1}\cos\mathfrak{g}$	1.4774
$-\frac{1}{2}\sin^2\iota\cos\mathfrak{v}$	6.8321	$-\mathfrak{M}^{-1}\tau\sin\iota$	5.6751_n
Summe	9.4647	$\lg N_8' =$	6.6172_n-10

Die Fehlergleichungen lauten dann in unserer zweiten Form nach 160):

$$-[6.6145\text{-}10] = [8.8459\text{-}10](\Delta n)_{\text{Sek.}}+[8.4023\text{-}10](\Delta\Lambda)_{\text{Grad}}-[9.6256\text{-}10]\Delta\Sigma_1-[9.4286\text{-}10]\Delta\Sigma_2$$

$$-[6.7712\text{-}10]+[6.6275\text{-}10](\Delta n)_{\text{Sek.}}+[6.1315\text{-}10](\Delta\Lambda)_{\text{Grad}}-[7.5896\text{-}10]\Delta\Sigma_1+[8.2874\text{-}10]\Delta\Sigma_2+[6.6172\text{-}10]\Delta\lg\tau$$

$$= -[9.0961\text{-}10]\,\Delta\lg(\sin\iota\sin\Theta)-[7.7913\text{-}10]\,\Delta\lg(\sin\iota\cos\Theta).$$

Wie man hieraus ersieht, sind die Koeffizienten von Δn, $\Delta\Lambda$, $\Delta\Sigma_1$, $\Delta\Sigma_2$ und $\Delta\lg\tau$ durchweg in der zweiten Gleichung viel kleiner; man kann daher ruhig das aus den $\cos\mathfrak{g}\,\Delta\mathfrak{G}$ resultierende System der Fehlergleichungen für sich behandeln und die daraus ermittelten Unbekannten in die aus $\Delta\mathfrak{g}$ stammenden Gleichungen einsetzen, sodass man hier nur noch zwei Unbekannte hat.

Fünftes Kapitel.

Die Berechnung oskulierender Elemente mit Anwendung auf (86) Semele und Tafeln zur Ermittlung von $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$.

1. Wir haben jetzt die Aufgabe zu erledigen aus den gestörten Koordinaten und ihren Differentialquotienten nach v die oskulierenden Elemente herzuleiten. Diese Aufgabe ist bei der Gyldénschen Theorie insofern schwieriger als die Integrationsvariabele nicht die Zeit selbst sondern die wahre Länge in der Bahn ist und der Störungsrechnung absolute Elemente zu Grunde gelegt sind.

Um den Zusammenhang zwischen den oskulierenden Elementen einerseits, den absoluten Elementen und den Störungen andrerseits zu ermitteln, schlagen wir folgenden Weg ein. Es müssen offenbar die Koordinaten des Planeten und die Differentialquotienten dieser nach der Zeit, nach den Formeln der absoluten wie elliptischen Bewegung gerechnet, für die Zeit der Oskulationsepoche dieselben sein, wenn nur beide Koordinatensysteme die gleiche Fundamentalebene und Anfangslage und denselben Ursprung besitzen. Denn für die Oskulationsepoche t_0 geben ja die elliptischen Elemente dem Prinzip der Oskulation entsprechend die wahre Bewegung, dieselbe muss auch die absolute Theorie bei Mitnahme der hierzu erforderlichen Störungsglieder geben. Durch Vergleich der nach beiden Methoden für t_0 gerechneten Koordinaten und Differentialquotienten erhält man den gewünschten Zusammenhang zwischen oskulierenden und absoluten Elementen und den Störungen.

Da der Gyldénschen Theorie die Hansenschen idealen Koordinaten zu Grunde liegen, d. h. die (x, y)-Ebene mit der momentanen Bahnebene und nicht mit der Ekliptik zusammenfällt wie bei der elliptischen Bewegung, so nimmt man zur Vergleichung am besten die heliozentrischen Polarkoordinaten. Wir müssen also den Radiusvektor, die Länge l gezählt in der Ekliptik vom Frühlingspunkte aus und die Breite b durch die absolute Theorie wie durch die elliptische Bewegung darstellen. In Hinsicht auf die Eigenart der Gyldénschen Theorie nehmen wir aber besser $\sin b$ statt der Breite als dritte Koordinate und ebenso statt l die wahre Länge in der Bahn $\bar{v}$, jedoch nicht von dem in die Bahn verlegten Frühlingspunkte sondern von dem in der Ekliptik gelegenen aus gezählt.

Nach Formel 115) des vorigen Kapitels ist

$$\bar{v} = v + (\Omega - \Sigma),$$

wo $(\Omega - \Sigma)$ die Reduktion auf die Ekliptik bekannt und für Semele tabuliert ist. Aus dem Dreieck $K_0 P_0 P$ in Figur 1 (Kapitel 4) folgt

$$K_0 P_0 = l - \Omega, \; K_0 P = v - \Sigma = \bar{v} - \Sigma - (\Omega - \Sigma) = \bar{v} - \Omega, \; P_0 P = b,$$

für die absolute Bewegung	für die elliptische Bewegung
$\operatorname{tg}(l - \Omega) = \cos i \operatorname{tg}(v - \Sigma)$	$\operatorname{tg}(l - \Omega) = \cos i \operatorname{tg}(\bar{v} - \Omega),$
$= \cos i \operatorname{tg}(\bar{v} - \Omega)$	

d. h. $l - \Omega$ wird in beiden Bewegungen in gleicher Weise durch $\bar{v}$ bestimmt, wir dürfen daher ruhig $\bar{v}$ statt l als die eine Koordinate einführen. i und Ω bestimmen hier die Lage der momentanen Bahnebene, d. h. der Ebene in welcher der Planet zur Zeit t_0 liegt, gegen die Ekliptik und da diese mit der oskulierenden zusammenfallen muss, so sind i und Ω oskulierende Elemente. Ihre Herleitung aus den absoluten Elementen und den Störungen erfolgt aus Dreieck $K_0 P_0 P$ nach der Gleichung

161) $$\sin i \sin(v - \Sigma) = \sin b = \zeta,$$

aus welcher durch Differentiation nach v resultiert:

161) $$\sin i \cos(v - \Sigma) = \frac{d\zeta}{dv}$$

$$\Omega = \Sigma + (\Omega - \Sigma).$$

Es sind dieselben Formeln, welche wir im Kapitel 3 unter 110a) bei der Berechnung instantaner Elemente angeführt hatten; über die Berechnung von ζ und $\frac{d\zeta}{dv}$ sowie $\Omega - \Sigma$ ist bereits daselbst gesprochen, sodass wir hier nichts mehr hinzufügen brauchen. Die Koeffizienten von ζ und $\frac{d\zeta}{dv}$ sowie $\Omega - \Sigma$ sind in Tafel VIII, 3 für Semele gegeben.

Nicht so einfach gestaltet sich die Ermittlung der vier anderen oskulierenden Elemente nämlich

der mittleren Anomalie zur Epoche $= M_0$,
der halben grossen Achse a_0 bezw. der mittleren täglichen Bewegung μ_0,
der Exzentrizität $e = \sin \varphi$ und der Perihellänge π.

Nach den bekannten Formeln der elliptischen Bewegung ist

162) $$r = \frac{a_0(1 - e^2)}{1 + e \cos(\bar{v} - \pi)}$$ (Polargleichung der Ellipse).

Daraus folgt indem dem Prinzip der Oskulation zufolge die Elemente als konstant angesehen werden:

$$\frac{dr}{d\bar{v}} = \frac{dr}{dt}\frac{dt}{d\bar{v}} = \frac{a_0(1 - e^2)}{[1 + e\cos(\bar{v} - \pi)]^2} e \sin(\bar{v} - \pi) \frac{d\bar{v}}{dt}\frac{dt}{d\bar{v}},$$

und in Hinsicht auf 162):

$$163) \qquad \frac{1}{r}\frac{dr}{d\bar{v}} = \frac{re}{a_0(1-e^2)}\sin(\bar{v}-\pi).$$

Nach dem Prinzip von der Erhaltung der Flächen ist ferner

$$164) \qquad r^2\frac{d\bar{v}}{dt} = k\sqrt{a_0(1-e^2)},$$

wo k die Gausssche Konstante ist.

Bezeichnet man mit E_0 die exzentrische Anomalie zur Zeit t_0, so hat man schliesslich

$$165) \qquad \operatorname{tg}\frac{E_0}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\operatorname{tg}\frac{\bar{v}-\pi}{2},\ M_0 = E_0 - e\sin E_0.$$

Die Gleichungen 162)—165) sind die gewünschten um aus den Koordinaten r und $\bar{v}$ und den Differentialquotienten die oskulierenden Elemente a_0, M_0, e und π zu berechnen. Dieselbe Aufgabe müssen wir nun auch für die absolute Bewegung lösen. Nach Br. I ist entsprechend der Gyldénschen Definition des Protometers a (absolutes Element):

$$166) \qquad r = \frac{a(1-\eta^2)}{1+\varrho},$$

wo die Gyldénsche Koordinate ϱ die Bedeutung hat

$$\varrho = \eta\cos(v-\Pi)+R,\ v-\Pi = \mathrm{v}.$$

R sind die Störungen des Radiusvektor und η, Π sind langperiodisch elementare d. h. mit der Zeit nur wenig veränderliche Funktionen und entsprechen der elliptischen Excentrizität und Perihellänge.

Es war $v = \bar{v} - (\Omega - \Sigma)$ und da $(\Omega - \Sigma)$ gleichfalls eine mit der Zeit wenig veränderliche, sehr kleine Grösse ist (bei Semele ändert sich in 50 Jahren $\Omega - \Sigma$ von 0°012 nur auf 0°015), so können wir es für unsere Zwecke der genäherten absoluten Bewegung als konstant betrachten und schreiben

$$167) \qquad d\bar{v} = dv.$$

Mit dem gleichen Fehler wollen wir auch η als konstant betrachten (für Semele ändert sich $\lg\eta$ in 50 Jahren von 9.33235 auf 9.33192) und in (ϱ) aus Π den meist veränderlichen Teil der Perihelbewegung herausnehmen, also schreiben $\Pi = \Pi_0 + \varsigma v$ und dann Π_0 wieder als konstant ansehen. Die aus der Veränderlichkeit von η und Π in R und W hervorgehenden Zusatzglieder sind ja rein erster Ordnung und mindestens ersten Grades, sie hatten wir auch bei der Integration der Differentialgleichungen unseres Problems vernachlässigt. Durch Differentiation von 166) nach v erhalten wir dann in Hinsicht auf 167) und das eben Besprochene:

$$\frac{dr}{d\bar{v}} = \frac{a(1-\eta^2)}{(1+\varrho)^2}\left[(1-\varsigma)\,\eta\sin\mathrm{v} - \frac{dR}{dv}\right]$$

oder

168) $$\frac{1}{r}\frac{dr}{d\bar{v}} = \frac{1-\varsigma}{1+\varrho}\eta\sin v - \frac{1}{1+\varrho}\frac{dR}{dv}.$$

Ferner definiert Gyldén:

$$v = nt + \Lambda - (E+W)$$

wo n – die Bewegungskonstante — und Λ – die mittlere Länge zur Epoche — absolute Elemente sind, ferner mit E die Mittelpunktsgleichung und mit $\frac{1}{n}W$ die Störungen der Zeit, die Zeitreduktion bezeichnet ist. Differentiieren wir dies nach t:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d\bar{v}}{dt} = n - \frac{d(E+W)}{dv}\frac{d\bar{v}}{dt},$$

$$r^2\frac{d\bar{v}}{dt}\left(1+\frac{d(E+W)}{dv}\right) = r^2 n.$$

Da analog dem Keplerschen Prinzipe in der Gyldénschen Theorie gesetzt wird:

$$n = \frac{k}{a^{\frac{3}{2}}},$$

169) $$r^2\frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{k}{a^{\frac{3}{2}}}\frac{a^2(1-\eta^2)^2}{(1+\varrho)^2}\frac{1}{1+\frac{d(E+W)}{dv}}.$$

Von der Formel in welcher Gyldén den Flächensatz gibt, nämlich

$$r^2\frac{dv}{dt} = \frac{k\sqrt{a(1-\eta^2)}}{1+S}$$

können wir deshalb hier nicht Gebrauch machen, weil wir für (86) Semele und überhaupt nach unserem Tabulierungsverfahren für die Gyldénsche Koordinate S keine Tafeln haben. Wir können hiernach sie durch ϱ und $(E+W)$ in folgender Form ausdrücken:

$$S = \frac{(1+\varrho)^2\left(1+\frac{d(E+W)}{dv}\right)}{(1-\eta^2)^{\frac{3}{2}}} - 1.$$

Die Formeln 166), 168) und 169) sind die gewünschten Ausdrücke für die Gyldénsche Theorie. Einen Ausdruck für $\bar{v}$ selbst brauchen wir nicht, da dieses ja an Stelle der Zeit die unabhängige Variabele in der Gyldénschen absoluten Bewegung vertritt und da sowohl v wie die Zeit der Oskulationsepoche nach unseren Bewegungstafeln bekannt sind. M_0 selbst wird dann nach 165) aus E_0 und $\bar{v}$ berechnet, sobald die oskulierenden Elemente e und π bekannt sind.

Die Vergleichung von 162) mit 166), von 163) mit 168) und schliesslich von 164) mit 169) ergibt:

$$\frac{a_0(1-e^2)}{1+e\cos(\bar{v}-\pi)} = \frac{a(1-\eta^2)}{1+\varrho}$$

$$\frac{e\sin(\bar{v}-\pi)}{1+e\cos(\bar{v}-\pi)} = \frac{1-\varsigma}{1+\varrho}\eta\sin \mathrm{v} - \frac{1}{1+\varrho}\frac{dR}{dv}$$

$$\sqrt{a_0(1-e^2)} = \frac{a^2(1-\eta^2)^2}{a^{\frac{3}{2}}(1+\varrho)^2}\frac{1}{1+\frac{d(E+W)}{dv}}.$$

Dies sind die gewünschten Gleichungen. Ausser unserer unabhängigen Variabelen $\bar{v}$ kommen links nur die oskulierenden Elemente, rechts dagegen nur die absoluten Elemente und die Störungen vor. Für die praktische Rechnung ist es jedoch bequemer abkürzend wieder die Grösse r einzuführen und diese Gleichungen noch umzuformen. Wir setzen nach dem bekannten Ausdruck für den Parameter der Ellipse

$$p_0 = a_0(1-e^2),$$

und führen statt π den Bogen $\omega = \pi - \Omega$ ein, sodass wird

$$\bar{v} - \pi = v - \Sigma + \Omega - \pi = \bar{\mathfrak{v}} - \omega,$$

wenn man $v - \Sigma = \bar{\mathfrak{v}}$ setzt.

$$\frac{p_0}{1+e\cos(\bar{\mathfrak{v}}-\omega)} = r, \quad \frac{r}{p_0}e\sin(\bar{\mathfrak{v}}-\omega) = \frac{r}{a(1-\eta^2)}\left[(1-\varsigma)\eta\sin \mathrm{v} - \frac{dR}{dv}\right],$$

$$\sqrt{p_0} = \frac{r^2}{a^{\frac{3}{2}}}\frac{1}{1+\frac{d(E+W)}{dv}}.$$

Daraus erhält man als definitive Gleichungen zur Ermittlung der oskulierenden Elemente in der für die Rechnung geeigneten Reihenfolge:

170)
$$\sqrt{p_0} = \frac{r^2}{a^{\frac{3}{2}}}\left[1+\frac{d(E+W)}{dv}\right]^{-1},$$

$$e\sin(\bar{\mathfrak{v}}-\omega) = \frac{p_0}{a(1-\eta^2)}\left[(1-\varsigma)\eta\sin \mathrm{v} - \frac{dR}{dv}\right],$$

$$e\cos(\bar{\mathfrak{v}}-\omega) = \frac{p_0}{r} - 1,$$

$$\bar{\mathfrak{v}} = v - \Sigma, \quad a_0 = \frac{p_0}{1-e^2}, \quad \mu_0 = \frac{k}{a_0^{\frac{3}{2}}}, \quad \sin\varphi = e,$$

$$\operatorname{tg}\frac{E_0}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\operatorname{tg}\frac{\bar{\mathfrak{v}}-\omega}{2}, \quad M_0 = E_0 - e\sin E_0.$$

Die Berechnung von i und Ω geschieht nach den Formeln 161):

$$\sin i\cos\bar{\mathfrak{v}} = \frac{d\mathfrak{z}}{dv}$$

$$\sin i\sin\bar{\mathfrak{v}} = \mathfrak{z}$$

$$\Omega = \nu - \bar{\mathfrak{v}} + (\Omega - \Sigma).$$

Abgesehen von der Berechnung von $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$ macht wie man sieht die Bestimmung dieser vier oskulierenden Elemente keine grössere Arbeit wie die der vier analogen instantanen Elemente nach den Formeln 110) des dritten Kapitels. Die Genauigkeit einer aus den oskulierenden Elementen gerechneten Ephemeride ist aber grösser, wie am Schluss noch gezeigt wird.

---

2. Wir wollen hier noch einige Auseinandersetzungen über die Berechnung der Differentialquotienten $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$ und über die Tabulierung ihrer Koeffizienten anschliessen. Unsere Tafeln VIII, 1—3 liefern uns zur Berechnung von v, $\Omega-\Sigma$, $\bar{v}$, $\eta \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} v$ und R alles nötige, ebenso geben sie uns die Mittel zur Berechnung von ζ und $\frac{d\zeta}{dv}$, also für i und Ω. Daselbst sind auch die Grössen $a(1-\eta^2)$ und $1-\varsigma$ tabuliert. Die Rechnung von $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$ kann nun mit unseren Hilfstafeln zur Säkularvariation ausgeführt werden, dieser Weg ist freilich nicht sehr bequem und deswegen sind in Tafel VIII, 4 die zur Berechnung der Reihen für $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$ nötigen Koeffizienten selbst tabuliert worden. Die Rechnung der Tafel VIII, 4 erfolgt aus Tafel IX in nachstehender Weise. Wir schreiben in Hinblick auf Tafel IX:

171)
$$\frac{dR}{dv} = \frac{\partial R}{\partial v} + \frac{\partial R}{\partial f}\frac{df}{dv}$$

$$\frac{d(E+W)}{dv} = \frac{\partial(E+W)}{\partial v} + \left(\frac{\partial V}{\partial f} + \frac{\partial K}{\partial f}\right)\frac{df}{dv} + \frac{\partial E}{\partial \eta}\frac{d\eta}{dv} + \frac{\partial E}{\eta \partial \Pi}\frac{\eta d\Pi}{dv}.$$

Wir berücksichtigen also nur in der Mittelpunktsgleichung die Variabilität von η und Π, da diese ja von der Ordnung der Exzentrizität ist. Die sich hieraus ergebenden Zusätze sind übrigens für Semele verschwindend klein und erreichen kaum 0°008. Nach Formel 93) war:

$$f = -\frac{\delta}{2}v + \mu V + B,$$

wo B eine Konstante in Bezug auf v ist, also

172)
$$\frac{df}{dv} = -\frac{\delta}{2}\left(1 - \mu\frac{\partial V}{\partial f}\right)^{-1}$$

Für (86) Semele hat $\frac{df}{dv}$ folgende Werte in absoluter Zahl ausreichend genau in Anbetracht, dass es noch mit den kleinen Grössen $\frac{dR}{df}$ etc. multipliziert wird.

v	$\frac{df}{dv}$	v	$\frac{df}{dv}$	v	$\frac{df}{dv}$
1600	− 0.0403	2800	− 0.0368	4000	− 0.0358
1800	401	3000	361	4200	364
2000	397	3200	356	4400	371
2200	391	3400	353	4600	379
2400	384	3600	352	4800	386
2600	376	3800	354	4900	389.

Ferner ist nach 131 a), wenn man vom Inkrement aufs Differential übergeht.

$$\frac{d\eta}{dv} = \sin \Pi \frac{d(\eta \sin \Pi)}{dv} + \cos \Pi \frac{d(\eta \cos \Pi)}{dv}$$

$$\eta \frac{d\Pi}{dv} = \cos \Pi \frac{d(\eta \sin \Pi)}{dv} - \sin \Pi \frac{d(\eta \cos \Pi)}{dv}$$

und durch Differentiation von 91 a) folgt unter Annahme einer elliptischen Jupiterbewegung:

$$\frac{d\left(\eta \begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix} \Pi\right)}{dv} = \pm \varsigma \varkappa \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix} (\varsigma v + \Gamma),$$

sodass man erhält:

173) $$\frac{d\eta}{dv} = \varsigma \varkappa \sin (\Pi - \varsigma v - \Gamma), \quad \eta \frac{d\Pi}{dv} = \varsigma \varkappa \cos (\Pi - \varsigma v - \Gamma).$$

Für Semele sind diese Werte für das Tafelintervall (50 Jahre) konstant und lauten:

$$\frac{d\eta}{dv} = -0^{0}0002, \quad \eta \frac{d\Pi}{dv} = +0^{0}0048.$$

Da die in 171) auftretenden Grössen

$$\frac{\partial R}{\partial v}, \quad \frac{\partial (E+W)}{\partial v}, \quad \frac{\partial R}{\partial f}, \quad \frac{\partial V}{\partial f}, \quad \frac{\partial K}{\partial f}, \quad \frac{\partial E}{\partial \eta} \text{ und } \frac{\partial E}{\eta \partial \Pi}$$

nach Tafel VIII, 2—3 bezw. nach Tafel IX gerechnet werden können, so wäre alles zur Berechnung der Formeln 171) nötige hiermit gegeben. Es ist ja

$$\frac{\partial R}{\partial v} = \sum \frac{n}{2} R_{s.n} \cos \frac{n}{2} v - \sum \frac{n}{2} R_{s.n} \sin \frac{n}{2} v$$

$$\frac{\partial (E+W)}{\partial v} = \sum \frac{n}{2} (E'_{\frac{n}{2}} + W_{s.n}) \cos \frac{n}{2} v - \sum \frac{n}{2} (E'_{\frac{n}{2}} + W_{s.n}) \sin \frac{n}{2} v,$$

wo die gebrochenen Indices in E zu unterdrücken sind. Man kann dann 171)

schreiben, wenn man setzt:

174)
$$\overline{R}_{c\cdot 0} = R'_{c\cdot 0}\frac{df}{dv},\quad \overline{W}_{c\cdot 0} = -\delta S'$$
$$\overline{R}_{c\cdot n} = \frac{n}{2}R_{s\cdot n} + R'_{c\cdot n}\frac{df}{dv},\quad \overline{R}_{s\cdot n} = -\frac{n}{2}R_{c\cdot n} + R'_{s\cdot n}\frac{df}{dv}$$
$$\overline{W}_{c\cdot n} = \frac{n}{2}(E^{s}_{\frac{n}{2}} + W_{s\cdot n}) + W'_{c\cdot n}\frac{df}{dv} + E'_{c\cdot\frac{n}{2}}\frac{d\eta}{dv} - E'_{s\cdot\frac{n}{2}}\eta\frac{d\Pi}{dv}$$
$$\overline{W}_{s\cdot n} = -\frac{n}{2}(E^{c}_{\frac{n}{2}} + W_{c\cdot n}) + W'_{s\cdot n}\frac{df}{dv} + E'_{s\cdot\frac{n}{2}}\frac{d\eta}{dv} + E'_{c\cdot\frac{n}{2}}\eta\frac{d\Pi}{dv},$$

174a)
$$\frac{dR}{dv} = \overline{R}_{s\cdot 0} + \sum\overline{R}_{c\cdot n}\cos\frac{n}{2}v + \sum\overline{R}_{s\cdot n}\sin\frac{n}{2}v$$
$$\frac{d(E+W)}{dv} = \overline{W}_{c\cdot 0} + \sum\overline{W}_{c\cdot n}\cos\frac{n}{2}v + \sum\overline{W}_{s\cdot n}\sin\frac{n}{2}v.$$

Nach 174) sind nun für Semele die Koeffizienten ohne grosse Mühe aus den Werten $\frac{df}{dv}$, $\frac{d\eta}{dv}$ und $\eta\frac{d\Pi}{dv}$ und aus den Tafeln VIII, 2—3 und IX berechnet und als Tafel VIII, 4 hier mitgeteilt worden. Unter Benutzung dieser Tafel VIII, 4 erledigt sich dann die Ermittlung von $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$ bequem nach 174a).

3. Als Beispiel für die Ermittlung oskulierender Elemente für (86) Semele nehmen wir wieder die Erscheinung 1906 und wählen März 26.5 als Oskulationsepoche, wie im dritten Kapitel für die instantanen Elemente. Es ist zuerst die daselbst im Abschnitt 6) unter A) mitgeteilte Störungsrechnung zu leisten, auf die wir hier nicht weiter einzugehen brauchen, weiter ist folgendes zu rechnen:

D) Berechung oskulierender Elemente.

Aus Tafel VIII, 4 wird entnommen und mit den in Kapitel 3, 6 A mitgeteilten Werten von $\frac{\sin\frac{n}{2}v}{\cos\frac{n}{2}v}$ gerechnet.

n	$\overline{R}_{c\cdot n}$	$\overline{R}_{s\cdot n}$	$\overline{W}_{c\cdot n}$	$\overline{W}_{s\cdot n}$	$\overline{R}_{c\cdot n}\times\cos\frac{n}{2}v$	$\overline{R}_{s\cdot n}\times\sin\frac{n}{2}v$	$\overline{W}_{c\cdot n}\times\cos\frac{n}{2}v$	$\overline{W}_{s\cdot n}\times\sin\frac{n}{2}v$
0	—	—	—	—	— 0.00031	—	— 0ᵖ193	—
1	+ 0.00037	— 0.00009	— 0ᵖ008	— 0ᵖ057	— 1	+ 0.00009	0	+ 0ᵖ057
2	— 214	— 689	— 22.353	— 11.276	+ 214	— 27	+ 22.336	— 448
3	+ 34	+ 39	+ 56	— 23	+ 2	+ 39	+ 3	— 23
4	— 6	— 2	+ 2.475	+ 3.353	— 6	0	+ 2.467	— 266
5	+ 11	+ 1	— 20	+ 1	— 1	— 1	+ 2	— 1
6	—	—	— 107	— 603	—	—	+ 106	— 72
8	—	—	— 29	+ 70	—	—	— 29	— 11
				Σ	+ 0.00178	+ 0.00020	+ 24ᵖ692	— 0ᵖ764
					$\frac{dR}{dv} = +\mathbf{0.00198}$		$\frac{d(E+W)}{dv} = +\mathbf{23ᵖ928}$	

aus Kap. III, 6A:	$1+R$	0.997180	p_0	0.469810	$\operatorname{tg}(\bar{v}-\omega)$	9.74075_n
	(ϱ)	-0.185567	$r^{-1}p_0$	9.90721	$\bar{v}-\omega$	$151^\circ168$
	$1+\varrho$	$+0.811613$	$1-e^2$	9.978537	$\frac{1}{2}(\bar{v}-\omega)$	75.584
$1+\frac{d(E+W)}{dv}$		$81^\circ22378$	aus Kap. III, 6A: η	9.33230	e	9.34161
$\lg(\varrho'')$		1.909683	$\sin v$	9.70292	$1-e$	9.892323
$\left[1+\frac{d(E+W)}{dv}\right]_{\text{Zahl}}$		0.151559	aus VIII, 3: $(1-\varsigma)$	9.99980	$1+e$	0.086214
r^2		1.125194	$(1-\varsigma)\eta\sin v$	9.03502	$\frac{1-e}{1+e}$	9.80611
aus VIII, 3: $a^{\frac{3}{2}}$		0.738730	$-dR/dv$	7.2967_n		
$\sqrt{p_0}$		0.234905	Summe	9.02702	$\sqrt{\frac{1-e}{1+e}}$	9.90306
r		0.562597	$\frac{p_0}{a(1-\eta^2)}$	9.99786	$\operatorname{tg}\frac{1}{2}(\bar{v}-\omega)$	0.58997
aus VIII, 3: $a(1-\eta^2)$		0.471947	$e\sin(\bar{v}-\omega)$	9.02488	$\operatorname{tg}\frac{1}{2}E_0$	0.49303
$(1+\varrho)$		9.909350	$e\cos(\bar{v}-\omega)$	9.28413_n	$\frac{1}{2}E_0$	$72^\circ185$
			$\cos(\bar{v}-\omega)$	9.94252_n	E_0	$144^\circ370$

Weiter ist noch zu rechnen:

a_0	0.491273	$(e)_{\text{Grad}}$	1.09973	$d\mathfrak{z}/dv$	6.81291_n
$a_0^{\frac{3}{2}}$	0.736909	$\sin E_0$	9.76533	$\mathfrak{z}$	8.92127
aus VIII, 3: k	3.550007	$e\sin E_0$	0.86506	$\sin\bar{v}$	9.99999
μ_0	2.813098	$e\sin E_0$	$+7^\circ329$	$\operatorname{tg}\bar{v}$	2.10836_n
				$\bar{v}$	$90^\circ446$

und aus Kap. III, 6A: $v+\Omega-\Sigma = 177^\circ715$.

Damit hat man dann die oskulierenden Elemente:

Epoche und Oskulation 1906 März 26.5

$M_0 = 137^\circ2'.5$ $\quad \lg a_0 = 0.491273$ $\quad \omega = 299^\circ16'.7$ $\quad \Omega = 87^\circ16'.1$

$\mu_0 = 650''.277$ $\quad \varphi = 12^\circ41'.1$ $\quad i = 4^\circ47'.1.$

Aequinox 1850.0.

---

4. Zum Schlusse wollen wir noch etwas über die Genauigkeit instantaner Elemente mitteilen. Im dritten Kapitel hatten wir die instantanen Elemente M_0', a_0' bezw. μ_0', φ' und ω' unter Vernachlässigung der Funktionen $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$ erhalten. Ueber den Einfluss dieser Vernachlässigungen wird man sich am besten ein Bild machen können, wenn man eine Ephemeride aus den instantanen Elementen rechnet und diese mit einer aus den gestörten heliozentrischen Koordinaten r, l, b gerechneten Ephemeride vergleicht. Ebenso wollen wir aus den oskulierenden Elementen eine dritte Ephemeride rechnen, welche mit der aus den gestörten Koordinaten gerechneten innerhalb der Rechnungs-

genauigkeit übereinstimmen muss, weil die bei der Bestimmung oskulierender Elemente begangenen Vernachlässigungen unterhalb der Genauigkeitsgrenze liegen.

Im sechsten Abschnitt des dritten Kapitels hatten wir die folgenden instantanen Elemente abgeleitet:

Epoche und Oskulation 1906 März 26.5, Aequinox 1850.0

$M_0' = 135^\circ 18'.8$ $\quad \lg a_0' = 0.493993$ $\quad \omega' = 300^\circ 44'.9$ $\quad \Omega = 87^\circ 16'.1$

$\mu_0' = 644''.196$ $\quad \varphi' = 12^\circ 24'.7$ $\quad i = 4^\circ 47'.1.$

Im vorigen Abschnitte fanden wir für die oskulierenden Elemente:

Epoche und Oskulation 1906 März 26.5, Aequinox 1850.0

$M_0 = 137^\circ 2'.5$ $\quad \lg a_0 = 0.491273$ $\quad \omega = 299^\circ 16'.7$ $\quad \Omega = 87^\circ 16'.1$

$\mu_0 = 650''.277$ $\quad \varphi = 12^\circ 41'.1$ $\quad i = 4^\circ 47'.1.$

Wie man sieht, weichen beide Elementensysteme beträchtlich von einander ab (mit Ausnahme von Ω und i).

Die Ephemeriden wollen wir nun für die Zeit Febr. 26.5 bis April 7.5 rechnen, die Oskulationsepoche also mehr ans Ende legen, damit die Abweichungen grössere Beträge erreichen können. Es wurden einmal die Störungen von 8 zu 8 Tagen gerechnet und aus den r, l, b die α, δ bestimmt, zweitens wurden aus beiden Elementensystemen die α und δ gerechnet. Die Resultate sind:

1906 Aequinox 1906.0 12^h M. Z. B.		I) Aus den gestörten Koordinaten		II) Aus den instantanen Elementen		III) Aus den oskulierenden Elementen	
		α	δ	α	δ	α	δ
Februar	26	$183^\circ 43'.2$	$+5^\circ 23'.2$	$183^\circ 42'.2$	$+5^\circ 23'.8$	$183^\circ 43'.3$	$+5^\circ 23'.2$
März	2	183 6.5	42.8	183 5.7	43.3	183 6.7	42.8
	6	182 27.2	$+6$ 2.7	182 26.5	$+6$ 3.1	182 27.4	$+6$ 2.7
	10	181 45.9	22.7	181 45.3	23.0	181 46.1	22.7
	14	181 3.2	42.5	181 2.8	42.8	181 3.4	42.5
♂	18	180 19.6	$+7$ 1.9	180 19.3	$+7$ 2.1	180 19.7	$+7$ 1.9
	22	179 35.8	20.5	179 35.6	20.7	179 35.8	20.6
Oskulations-epoche	26	178 52.3	38.1	178 52.3	38.3	178 52.2	38.2
	30	178 9.7	54.5	178 9.9	54.6	178 9.7	54.6
April	3	177 28.8	$+8$ 9.5	177 29.2	$+8$ 9.5	177 28.8	$+8$ 9.5
	7	176 50.1	22.7	176 50.7	22.6	176 50.1	22.7

Die Abweichungen von II) und III) gegen I) sind:

1906 12h M. Z. B.		I—II $\Delta\alpha$	I—II $\Delta\delta$	I—III $\Delta\alpha$	I—III $\Delta\delta$
Februar	26	+ 1.0	— 0.6	— 0.1	0
März	2	+ 0.8	— 0.5	— 0.2	0
	6	+ 0.7	— 0.4	— 0.2	0
	10	+ 0.6	— 0.3	— 0.2	0
	14	+ 0.4	— 0.3	— 0.2	0
☍	18	+ 0.3	— 0.2	— 0.1	0
	22	+ 0.2	— 0.2	0	— 0.1
Oskulationsepoche	26	0	— 0.2	+ 0.1	— 0.1
	30	— 0.2	— 0.1	0	— 0.1
April	3	— 0.4	0	0	0
	7	— 0.6	+ 0.1	0	0

Die Werte I und III stimmen innerhalb der Rechnungsgenauigkeit überein, unsere Formeln für die oskulierenden Elemente reichen also für die genäherte absolute Bewegung völlig aus. Dagegen weichen die aus den instantanen Elementen gerechneten α und δ stärker ab und die Differenzen erreichen 28 Tage nach der Oskulationsepoche bereits den Betrag von einer Bogenminute. Die Vernachlässigung der $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$, d. h. die Bestimmung instantaner Elemente ist demnach nur dann anzuwenden, wenn die Ephemeride nicht mehr wie ca. 8 Tage nach beiden Seiten über die Oskulationsepoche ausgedehnt wird.

Vergleichen wir schliesslich noch unsere Ephemeride I mit einer photographischen Beobachtung der Sternwarte Königstuhl. Nach Astron. Nachrichten No. 4081 ist für

$$1906\ \text{März}\ 21\ 13^h26^m.6\ \text{M. Z. Kgst.}\ \alpha = 11^h58^m.9\quad \delta = +7^\circ 19'$$

Die Abweichung gegen Ephemeride I ist

$$\Delta\alpha = -2''.7\quad \Delta\delta = +2''.7.$$

Die Abweichungen sind von der gleichen Grössenordnung wie bei der Beobachtung 1903, pg. 64. Man wird hieraus vielleicht schliessen dürfen, dass die Summe der vernachlässigten Störungen z. Zt. 1′ bis 2′ beträgt; dieser Betrag wird in den weiteren Jahren voraussichtlich noch wachsen infolge der säkularen Wirkung der vernachlässigten elementaren Glieder der Form A.

Charlottenburg, November 1906.

Tafeln.

Tafel I—III.

Allgemeine Tafeln zur Theorie der kleinen Planeten.

Tafel I: 1. Uebersicht über die Koeffizientenbezeichnung für die Entwicklung der Störungsfunktion und ihrer Derivierten bei Masal, Gyldén und Brendel.

2. Erläuterungen zur Vorstehendem.

Tafel II: 1. Darstellung der C- sowie $\overline{A}$- und $\overline{B}$-Koeffizienten (Brendelsche Bezeichnungsweise) in Funktion der $g_{n,s} = \gamma_s^{3-n}$ mit Ausnahme von $n = 0$.

2. Kontrollformeln.

3. Die Abteilung $n = 0$ für sämtliche A-, B- und C-Koeffizienten der Brendelschen Theorie.

4. Ausnahmewerte der A-, B- und C-Koeffizienten für $n = 1$.

Tafel III: 1. Faktoren zur Berechnung der C-Koeffizienten nach Tafel II, 1. (Brendelsche Bezeichnung).

2. Faktoren zur Berechnung der $\overline{A}$- und $\overline{B}$-Koeffizienten nach Tafel II, 1. (Brendelsche Bezeichnung).

Tafel I, 1.

1. Uebersicht über die Koeffizientenbezeichnung für die Entwicklung der Störungsfunktion und ihrer Derivierten bei Masal, Gyldén und Brendel.

Masal bezw. Harzer [1]	Gyldén, Hilfstafeln [1]	Brendel [1]
$\gamma_s^{1\cdot n}$	$\gamma_s^{1\cdot n}$	$\gamma_{n\cdot s}$
$\gamma_s^{3\cdot n}$	$\alpha^{-1}\gamma_s^{3\cdot n}$	$g_{n\cdot s}$
$\Omega(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$\Omega(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$\Omega_{(n.s.s')\nu.\nu'}$
$Q(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$Q^0(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$Q_{(n.s.s')\nu.\nu'}$
$P(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$-P^0(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$P_{(n.s.s')\nu.\nu'}$
$R(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$R^0(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$X_{(n.s.s')\nu.\nu'}$
—	$Y^1(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$\overline{\Omega}_{(n.s.s')\nu.\nu'}$
$R(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$Q^1(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$\overline{Q}_{(n\,s\,s')\nu.\nu'}$
—	$-P^1(n.s.s')_{\nu.\nu'}$	$\overline{P}_{(n.s.s')\nu.\nu'}$
$A_{0\cdot0}(n,-n)$	$A(n,-n)_{0\cdot0}$ [2]	$A_{n\cdot0\cdot0}$
$A_{1\cdot0}(n+1,-n)$	$A(n+1,-n)_{0\cdot0}$	$A^{(+1)}_{n\cdot1\cdot0}$
$A_{1\cdot0}(n-1,-n)$	$A(n-1,-n)_{0\cdot0}$	$A^{(-1)}_{n\cdot1\cdot0}$
$A_{0\cdot1}(n,-n+1)$	$A(n,-n+1)_{0\cdot0}$	$A^{(+1)}_{n-1\cdot0\cdot1}$
$A_{0\cdot1}(n,-n-1)$	$A(n,-n-1)_{0\cdot0}$	$A^{(-1)}_{n+1\cdot0\cdot1}$
$A_{2\cdot0}(n,-n)+A_{0\cdot0}(n,-n)_{1\cdot0}$	$A(n,-n)_{0\cdot0}+A(n,-n)_{1\cdot0}$	$A_{n\cdot2\cdot0}$
$A_{2\cdot0}(n+2,-n)$	—	$A^{(+2)}_{n\cdot2\cdot0}$
$A_{2\cdot0}(n-2,-n)$	$A(n-2,-n)_{0\cdot0}$	$A^{(-2)}_{n\cdot2\cdot0}$
$A_{1\cdot1}(n+1,-n+1)$	—	$A^{(+2)}_{n-1\cdot1\cdot1}$
$A_{1\cdot1}(n+1,-n-1)$	—	$A^{(+1)}_{n+1\cdot1\cdot1}$
$A_{1\cdot1}(n-1,-n+1)$ [3]	$A(n-1,-n+1)_{0\cdot0}$ [3]	$A^{(-1)}_{n-1\cdot1\cdot1}$ [3]
$A_{1\cdot1}(n-1,-n-1)$	$A(n-1,-n-1)_{0\cdot0}$	$A^{(-2)}_{n+1\cdot1\cdot1}$
$A_{0\cdot2}(n,-n)+A_{0\cdot0}(n,-n)_{0\cdot1}$	$A(n,-n)_{0\cdot0}+A(n,-n)_{0\cdot1}$	$A_{n\cdot0\cdot2}$
$A_{0\cdot2}(n,-n+2)$	—	$A^{(+2)}_{n-2\cdot0\cdot2}$
$A_{0\cdot2}(n,-n-2)$	$A(n,-n-2)_{0\cdot0}$	$A^{(-2)}_{n+2\cdot0\cdot2}$

Tafel I, 1.

Masal	Gyldén, Hilfstafeln	Brendel
$A_{1\cdot0}(n,-n)$	$A^{0\cdot1\cdot0}_{0\cdot0}(n,-n)_{0\cdot0}$	$A^{1\cdot0}_{n\cdot0\cdot0}$
$A_{2\cdot0}(n,-n)$	—	$A^{2\cdot0}_{n\cdot0\cdot0}$
$A_{2\cdot0}(n+1,-n)$	$A^{0\cdot1\cdot0}_{1\cdot0}(n+1,-n)_{0\cdot0}$	$A^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0}$
$A_{2\cdot0}(n-1,-n)$	$A^{0\cdot1\cdot0}_{1\cdot0}(n-1,-n)_{0\cdot0}$	$A^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0}$
$A_{1\cdot1}(n,-n+1)$	$A^{0\cdot1\cdot0}_{0\cdot1}(n,-n+1)_{0\cdot0}$	$A^{+1\cdot1\cdot0}_{n-1\cdot0\cdot1}$
$A_{1\cdot1}(n,-n-1)$	$A^{0\cdot1\cdot0}_{0\cdot1}(n,-n-1)_{0\cdot0}$	$A^{-1\cdot1\cdot0}_{n+1\cdot0\cdot1}$
$A_{3\cdot0}(n,-n)+A_{1\cdot0}(n,-n)_{1\cdot0}$	—	$A^{1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$
$A_{3\cdot0}(n+2,-n)$	—	$A^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$
$A_{3\cdot0}(n-2,-n)$	—	$A^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$
$A_{2\cdot1}(n+1,-n+1)$	—	$A^{+2\cdot1\cdot0}_{n-1\cdot1\cdot1}$
$A_{2\cdot1}(n+1,-n-1)$	—	$A^{+1\cdot1\cdot0}_{n+1\cdot1\cdot1}$
$A_{2\cdot1}(n-1,-n+1)$	—	$A^{-1\cdot1\cdot0}_{n-1\cdot1\cdot1}$
$A_{2\cdot1}(n-1,-n-1)$	—	$A^{-2\cdot1\cdot0}_{n+1\cdot1\cdot1}$
$A_{1\cdot2}(n,-n)+A_{1\cdot0}(n,-n)_{0\cdot1}$	—	$A^{1\cdot0}_{n\cdot0\cdot2}$
$A_{1\cdot2}(n,-n+2)$	—	$A^{+2\cdot1\cdot0}_{n-2\cdot0\cdot2}$
$A_{1\cdot2}(n,-n-2)$	—	$A^{-2\cdot1\cdot0}_{n+2\cdot0\cdot2}$

Die B-Koeffizienten erhält man hieraus sofort, wenn man den Buchstaben A durch B ersetzt.

—	$D_{0\cdot0}(n,-n+1)$ [4]	$C^{(+1)}_{n-1\cdot0\cdot1}$
—	$D_{0\cdot0}(n,-n-1)$	$C^{(-1)}_{n+1\cdot0\cdot1}$
—	$D_{1\cdot0}(n+1,-n+1)$	$C^{(+2)}_{n-1\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$
—	$D_{1\cdot0}(n-1,-n+1)$	$C^{(+1)}_{n-1\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$
—	$D_{1\cdot0}(n+1,-n-1)$	$C^{(-1)}_{n+1\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$
—	$D_{1\cdot0}(n-1,-n-1)$	$C^{(-2)}_{n+1\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$
—	$D_{0\cdot1}(n,-n+2)$	$C^{(+2)}_{n-2\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$
—	$D_{0\cdot1}(n,-n+1)$	$C^{(+1)}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$
—	$D_{0\cdot1}(n,-n-1)$	$C^{(-1)}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$
—	$D_{0\cdot1}(n,-n-2)$	$C^{(-2)}_{n+2\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$

Tafel I, 1.

Gyldén, Hilfstafeln	Brendel
$-\frac{1}{4}\{C_{0.0}([n-1],-[n-1])+C_{0.0}([n+1],-[n+1])\}$ [5]	$C^{(+1)}_{n.1.0} = -C^{(-1)}_{n.1.0}$
$\frac{1}{2}C_{0.0}([n+1],-[n+1])$	$C^{(+1)}_{n.0.1}$
$-\frac{1}{2}C_{0.0}([n-1],-[n-1])$	$C^{(-1)}_{n.0.1}$
$-\frac{1}{4}\{C_{1.0}([n-1]+1,-[n-1])+C_{1.0}([n+1]+1,-[n+1])\}$ $-\frac{1}{4}\varphi\{C_{0.0}([n-1],-[n-1])-C_{0.0}([n+1],-[n+1])\}$	$C^{(+2)}_{n.1.0.1.0} = -C^{(-1)}_{n.1.0.1.0}$
$-\frac{1}{4}\{C_{1.0}([n-1]-1,-[n-1])+C_{1.0}([n+1]-1,-[n+1])\}$ $+\frac{1}{4}\varphi\{C_{0.0}([n-1],-[n-1])-C_{0.0}([n+1],-[n+1])\}$	$C^{(+1)}_{n.1.0.1.0} = -C^{(-2)}_{n.1.0.1.0}$
$-\frac{1}{4}\{C_{0.1}(n,-n+1)+C_{0.1}([n+2],-[n+2]+1)\}$ $+\frac{1}{4}\{C_{0.0}(n,-n)-C_{0.0}([n+2],-[n+2])\}$	$C^{(+2)}_{n.1.0.0.1} = -C^{(-1)}_{n.1.0.0.1}$
$-\frac{1}{4}\{C_{0.1}(n,-n-1)+C_{0.1}([n-2],-[n-2]-1)\}$ $+\frac{1}{4}\{C_{0.0}(n,-n)-C_{0.0}([n-2],-[n-2])\}$	$C^{(+1)}_{n.1.0.0.1} = -C^{(-2)}_{n.1.0.0.1}$
$\frac{1}{2}\{C_{1.0}([n+1]+1,-[n+1])-\varphi C_{0.0}([n+1],-[n+1])\}$	$C^{(+2)}_{n.0.1.1.0}$
$\frac{1}{2}\{C_{1.0}([n+1]-1,-[n+1])+\varphi C_{0.0}([n+1],-[n+1])\}$	$C^{(+1)}_{n.0.1.1.0}$
$-\frac{1}{2}\{C_{1.0}([n-1]+1,-[n-1])+\varphi C_{0.0}([n-1],-[n-1])\}$	$C^{(-1)}_{n.0.1.1.0}$
$-\frac{1}{2}\{C_{1.0}([n-1]-1,-[n-1])-\varphi C_{0.0}([n-1],-[n-1])\}$	$C^{(-2)}_{n.0.1.1.0}$
$\frac{1}{2}\{C_{0.1}([n+2],-[n+2]+1)+C_{0.0}([n+2],-[n+2])\}$	$C^{(+2)}_{n.0.1.0.1}$
$\frac{1}{2}\{C_{0.1}(n,-n+1)-C_{0.0}(n,-n)\}$	$C^{(+1)}_{n.0.1.0.1}$
$-\frac{1}{2}\{C_{0.1}(n,-n+1)-C_{0.0}(n,-n)\}$	$C^{(-1)}_{n.0.1.0.1}$
$-\frac{1}{2}\{C_{0\,1}([n-2],-[n-2]-1)+C_{0.0}([n-2],-[n-2])\}$	$C^{(-2)}_{n.0.1.0.1}$
$\frac{1}{8}n\{C_{0.0}([n+1],-[n+1])+C_{0.0}([n-1],-[n-1])\}$ [6]	$\overline{A}_{n.2.0} = \overline{A}_{n.0.2}$
$-\frac{1}{8}(n+2)C_{0.0}([n+1],-[n+1])$	$\overline{A}^{(+2)}_{n.2.0} = \overline{A}^{(+2)}_{n.0.2}$
$-\frac{1}{8}(n-2)C_{0.0}([n-1],-[n-1])$	$\overline{A}^{(-2)}_{n.2.0} = \overline{A}^{(-2)}_{n.0.2}$
$\frac{1}{4}(n+2)C_{0.0}([n+1],-[n+1])$	$\overline{A}^{(+2)}_{n.1.1}$
$-\frac{1}{4}nC_{0.0}([n-1],-[n-1])$	$\overline{A}^{(+1)}_{n.1.1}$
$-\frac{1}{4}nC_{0.0}([n+1],-[n+1])$	$\overline{A}^{(-1)}_{n.1.1}$
$\frac{1}{4}(n-2)C_{0.0}([n-1],-[n-1])$	$\overline{A}^{(-2)}_{n.1.1}$

Tafel I, 1—2.

Gyldén, Hilfstafeln	Brendel
$-\frac{1}{8}\{B^{1\cdot0\cdot0}_{0\cdot0}([n+1],-[n+1])+B^{1\cdot0\cdot0}_{0\cdot0}([n-1],-[n-1])\}$ [6]	$\overline{B}_{n\cdot2\cdot0}=\overline{B}_{n\cdot0\cdot2}$
$\frac{1}{8}B^{1\cdot0\cdot0}_{0\cdot0}([n+1],-[n+1])$	$\overline{B}^{(+2)}_{n\cdot2\cdot0}=\overline{B}^{(+2)}_{n\cdot0\cdot2}$
$\frac{1}{8}B^{1\cdot0\cdot0}_{0\cdot0}([n-1],-[n-1])$	$\overline{B}^{(-2)}_{n\cdot2\cdot0}=\overline{B}^{(-2)}_{n\cdot0\cdot2}$
$-\frac{1}{4}B^{1\cdot0\cdot0}_{0\cdot0}([n+1],-[n+1])$	$\overline{B}^{(+2)}_{n\cdot1\cdot1}=-\overline{B}^{(-1)}_{n\cdot1\cdot1}$
$\frac{1}{4}B^{1\cdot0\cdot0}_{0\cdot0}([n-1],-[n-1])$	$\overline{B}^{(+1)}_{n\cdot1\cdot1}=-\overline{B}^{(-2)}_{n\cdot1\cdot1}$

2. Erläuterungen zur Tafel I, 1.

1) Hier ist die Vergleichung der bei der Entwicklung der Störungsfunktion und ihrer Derivierten auftretenden verschiedenen Koeeffizientenbezeichnungen gegeben. Abgekürzt ist bezeichnet:

Masal = Formeln und Tafeln zur Berechnung der absoluten Störungen der Planeten von Hans Masal, Stockholm 1889.

Harzer = Untersuchungen über einen speziellen Fall des Problems der drei Körper von Paul Harzer, Petersburg 1886.

Die in dieser Arbeit angewandte Bezeichnungsweise ist zum Teil identisch mit der von Gyldén in den „Undersökningar af teorien för himlakropparnas rörelser“ (Bihang till K. Svenska Vet. Akad. Handl. Bd. 7, No. 2, Stockholm 1882) gebrauchten.

Gyldén, Hilfstafeln = Hülfstafeln zur Berechnung der Hauptungleichheiten in den absoluten Bewegungstheorien der kleinen Planeten, herausgegeben von Hugo Gyldén, Leipzig 1896.

Gyldén, orb. abs. = Traité analytique des orbites absolues des huit planètes principales par Hugo Gyldén, Stockholm 1893.

Brendel = Theorie der kleinen Planeten, Teil I von Martin Brendel, Berlin 1898.

2) Zu Grunde gelegt ist hier die in den Tafelüberschriften selbst (nicht in der Einleitung) gewählte Bezeichnung. Leider sind im allgemeinen Ausdruck $A_{pp'}(n\pm p, -n\pm p')_{\nu.\nu'}$ die $p.p'$ im Index in der Tafel meist fortgelassen im Gegensatz zur Einleitung, sodaß die Bezeichnung keine völlig eindeutige mehr ist.

Die Bezeichnung in Masals Formeln gibt die $p.p'$, dagegen die $\nu.\nu'$ nur dort, wo eins von beiden von Null verschieden ist. In den orbites absolues hat Gyldén die Bezeichnung hinsichtlich der Indices etwas geändert.

3) Dagegen ist für $n=1$: $A(0.0)_{0\cdot0}=-A^{+1}_{0\cdot1\cdot1}$, ebenso $B(0.0)_{0\cdot0}=+B^{+1}_{0\cdot1\cdot1}$. Im allgemeinen ist für $n=0$ und $n=1$ für die Umwandlung in Brendels Bezeichnungsweise auf Tafel II, 3 und 4 zu verweisen und es gilt die hier gegebene Vergleichung unbeschränkt eigentlich erst von $n=2$ ab.

4) Hier sind die in der Einleitung zu den Hilfstafeln Gyldéns gegebenen D-Koeffizienten angeführt, sie geben den Teil der Funktion Z (nach Brendel), in welchem die Neigung des störenden

Tafel I, 2.

Körpers auftritt. Die für den anderen Teil von Z nötigen Glieder hat Gyldén daselbst explizit nicht gegeben. Sie sind einfache Funktionen der in den Hilfstafeln pg. XXXI mitgeteilten Größen $e_{0.0}(n, -n)$ etc., nämlich:

$$-\tfrac{1}{2}\, e_{0.0}(n, -n) = C^{(+1)}_{n.1.0} = -\, C^{(-1)}_{n.1.0}$$

$$-\tfrac{1}{2}\, e_{1.0}(n+1, -n) = C^{(+2)}_{n.1.0.1.0} = -\, C^{(-1)}_{n.1.0.1.0} \qquad -\tfrac{1}{2}\, e_{0.1}(n, -n+1) = C^{(+2)}_{n-1.1.0.0.1} = -\, C^{(-1)}_{n-1.1.0.0.1}$$

$$-\tfrac{1}{2}\, e_{1.0}(n-1, -n) = C^{(+1)}_{n.1.0.1.0} = -\, C^{(-2)}_{n.1.0.1.0} \qquad -\tfrac{1}{2}\, e_{0.1}(n, -n-1) = C^{(+1)}_{n+1.1.0.0.1} = -\, C^{(-2)}_{n+1.1.0.0.1}$$

5) Die hier auftretenden C-Größen sind mit Ausnahme von $C_{0.0}(n, -n) = 2\gamma_0^{3.n}/\alpha$ nicht tabuliert. Für einen Teil der Brendelschen C-Koeffizienten hat Gyldén in der Einleitung zu den Hilfstafeln abkürzend das Symbol „D“ eingeführt. Den andern hat er explizit dort nicht gegeben (cf. Bemerkung 4).

6) Die hier aufgeführten Koeffizienten $A^{1.0.0}_{0.0}(n, -n)$ und $B^{1.0.0}_{0.0}(n, -n)$ hat Gyldén nicht tabuliert, er gibt die Formeln aber in der Einleitung pg. XXIII. Die A-Koeffizienten Brendels habe ich hier gleich in Funktion des $C_{0.0}(n, -n)$ statt des $A^{1.0.0}_{0.0}(n, -n)$ gegeben, da es einfacher ist. Es ist übrigens:

$$A^{1.0.0}_{0.0}(n, -n) = n\, C_{0.0}(n, -n).$$

Zum Schluß ist noch zu bemerken, daß auch Herr Buchholz in seiner Arbeit „Untersuchung der Bewegung vom Typus $^2/_3$ im Problem der drei Körper und der Hilda-Lücke im System der kleinen Planeten auf Grund der Gyldénschen Störungstheorie“ I. Teil. Wien 1902, auf pg. 48 und 49 [356 und 357] eine Umwandlungstabelle verschiedener A- und B-Koeffizienten der Gyldénschen Hilfstafeln in die Brendelsche Bezeichnungsweise mitgeteilt hat.

Tafel II, 1.

I. Darstellung der C- sowie $\overline{A}$- und $\overline{B}$-Koeffizienten (Brendel) in Funktion der $g_{n,s} = \gamma_s^{3,n}$ mit Ausnahme von $n = 0$.

$$C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0} = -\tfrac{1}{2}\left[\bar{g}_{n-1\cdot 0} + g_{n+1\cdot 0}\right]$$
$$C^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0} = -C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{+1}_{n\cdot 0\cdot 1} = g_{n+1\cdot 0}$$
$$C^{-1}_{n\cdot 0\cdot 1} = -\bar{g}_{n-1\cdot 0}$$

$$C^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = \left[\frac{n+2}{4} - \frac{n\mu}{2}\right]\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \left[\frac{n+4}{4} - \frac{n\mu}{2}\right]g_{n+1\cdot 0} + \tfrac{1}{2}\left[g_{n-1\cdot 1} + g_{n+1\cdot 1}\right]$$

$$C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = \left[\frac{n+2}{4} + \frac{n\mu}{2}\right]\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \left[\frac{n+4}{4} + \frac{n\mu}{2}\right]g_{n+1\cdot 0} + \tfrac{1}{2}\left[g_{n-1\cdot 1} + g_{n+1\cdot 1}\right]$$

$$C^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = -C^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}$$
$$C^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = -C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{+2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1} = -\left[\frac{n+4}{2} - n\mu\right]g_{n+1\cdot 0} - g_{n+1\cdot 1}$$

$$C^{+1}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0} = -\left[\frac{n+4}{2} + n\mu\right]g_{n+1\cdot 0} - g_{n+1\cdot 1}$$

$$C^{-1}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0} = \left[\frac{n+2}{2} - n\mu\right]\bar{g}_{n-1\cdot 0} + g_{n-1\cdot 1}$$

$$C^{-2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0} = \left[\frac{n+2}{2} + n\mu\right]\bar{g}_{n-1\cdot 0} + g_{n-1\cdot 1}$$

$$C^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = \left[\frac{n}{4}\bar{g}_{n\cdot 0} + \frac{n-2}{4}g_{n+2\cdot 0}\right] - \tfrac{1}{2}\left[g_{n\cdot 1} + g_{n+2\cdot 1}\right]$$

$$C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = -\left[\frac{3n-2}{4}\bar{g}_{n-2\cdot 0} + \frac{3n}{4}\bar{g}_{n\cdot 0}\right] - \tfrac{1}{2}\left[g_{n-2\cdot 1} + g_{n\cdot 1}\right]$$

$$C^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = -C^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}$$
$$C^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = -C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}$$

$$C^{+2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1} = -\frac{n-2}{2}g_{n+2\cdot 0} + g_{n+2\cdot 1}$$

$$C^{+1}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1} = \frac{3n}{2}\bar{g}_{n\cdot 0} + g_{n\cdot 1}$$

$$C^{-1}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1} = \frac{n}{2}\bar{g}_{n\cdot 0} - g_{n\cdot 1}$$

$$C^{-2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1} = -\frac{3n-2}{2}\bar{g}_{n-2\cdot 0} - g_{n-2\cdot 1}$$

$$C^{0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0} = -\left[\bar{g}_{n-1\cdot 0} + g_{n+1\cdot 0}\right]$$

$$C^{+1\cdot 0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = \left[\frac{n+2}{2} - n\mu\right]\bar{g}_{n-1\cdot 0} - \left[\frac{n+4}{2} - n\mu\right]g_{n+1\cdot 0} + \left[g_{n-1\cdot 1} + g_{n+1\cdot 1}\right]$$

$$C^{-1\cdot 0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = \left[\frac{n+2}{2} + n\mu\right]\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \left[\frac{n+4}{2} + n\mu\right]g_{n+1\cdot 0} + \left[g_{n-1\cdot 1} + g_{n+1\cdot 1}\right]$$

$$C^{+1\cdot 0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = \left[\frac{n}{2}\bar{g}_{n\cdot 0} + \frac{n-2}{2}g_{n+2\cdot 0}\right] - \left[g_{n\cdot 1} + g_{n+2\cdot 1}\right]$$

$$C^{-1\cdot 0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = -\left[\frac{3n-2}{2}\bar{g}_{n-2\cdot 0} + \frac{3n}{2}g_{n\cdot 0}\right] - \left[g_{n-2\cdot 1} + g_{n\cdot 1}\right]$$

$$C^{+1\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0} = \left[\frac{n+2}{2}\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \frac{n+4}{2}g_{n+1\cdot 0}\right] + \left[g_{n-1\cdot 1} + g_{n+1\cdot 1}\right] = -C^{-1\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{+1\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 0\cdot 1} = -(n+4)\,g_{n+1\cdot 0} - 2\,g_{n+1\cdot 1}$$
$$C^{-1\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 0\cdot 1} = (n+2)\,\bar{g}_{n-1\cdot 0} + 2\,g_{n-1\cdot 1}$$

$$C^{+2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = -\left[\frac{(n+2)(n+3)}{4} - \frac{n^2+2n}{2}\mu\right]\bar{g}_{n-1\cdot 0} - \left[\frac{(n+4)(n+5)}{4} - \frac{n^2+4n}{2}\mu\right]g_{n+1\cdot 0} - \left[\frac{2n+7}{2} - n\mu\right]g_{n-1\cdot 1} - \left[\frac{2n+11}{2} - n\mu\right]g_{n+1\cdot 1} - 2\,g_{n-1\cdot 2} - 2\,g_{n+1\cdot 2}$$

$$C^{+1\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = -\left[\frac{(n+2)(n+3)}{4} + \frac{n^2+2n}{2}\mu\right]\bar{g}_{n-1\cdot 0} - \left[\frac{(n+4)(n+5)}{4} + \frac{n^2+4n}{2}\mu\right]g_{n+1\cdot 0} - \left[\frac{2n+7}{2} + n\mu\right]g_{n-1\cdot 1} - \left[\frac{2n+11}{2} + n\mu\right]g_{n+1\cdot 1} - 2\,g_{n-1\cdot 2} - 2\,g_{n+1\cdot 2}$$

$$C^{-1\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = -C^{+2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{-2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = -C^{+1\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}$$

Tafel II, 1.

$$C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -\frac{n^2+3n}{4}\bar{g}_{n\cdot0} - \frac{n^2+3n-10}{4}g_{n+2\cdot0} + \tfrac{5}{2}g_{n\cdot1} + \tfrac{3}{2}g_{n+2\cdot1} + 2g_{n\cdot2} + g_{n+2\cdot2}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = \frac{3n^2+n-2}{4}\bar{g}_{n-2\cdot0} + \frac{3n^2+9n}{4}\bar{g}_{n\cdot0} + \frac{4n+1}{2}g_{n-2\cdot1} + \frac{4n+5}{2}g_{n\cdot1} + 2g_{n-2\cdot2} + 2g_{n\cdot2}$$

$$C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$$

$$C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$$

$$C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = \left[\frac{(n+4)(n+5)}{2} - (n^2+4n)\mu\right]g_{n+1\cdot0} + [2n+11-2n\mu]g_{n+1\cdot1} + 4g_{n+1\cdot2}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = \left[\frac{(n+4)(n+5)}{2} + (n^2+4n)\mu\right]g_{n+1\cdot0} + [2n+11+2n\mu]g_{n+1\cdot1} + 4g_{n+1\cdot2}$$

$$C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -\left[\frac{(n+2)(n+3)}{2} - (n^2+2n)\mu\right]\bar{g}_{n-1\cdot0} - [2n+7-2n\mu]g_{n-1\cdot1} - 4g_{n-1\cdot2}$$

$$C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -\left[\frac{(n+2)(n+3)}{2} + (n^2+2n)\mu\right]\bar{g}_{n-1\cdot0} - [2n+7+2n\mu]g_{n-1\cdot1} - 4g_{n-1\cdot2}$$

$$C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = \frac{n^2+3n-10}{2}g_{n+2\cdot0} - 9g_{n+2\cdot1} - 4g_{n+2\cdot2}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = -\frac{3n^2+9n}{2}\bar{g}_{n\cdot0} - (4n+5)g_{n\cdot1} - 4g_{n\cdot2}$$

$$C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = -\frac{n^2+3n}{2}\bar{g}_{n\cdot0} + 5g_{n\cdot1} + 4g_{n\cdot2}$$

$$C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = \frac{3n^2+n-2}{2}\bar{g}_{n-2\cdot0} + (4n+1)g_{n-2\cdot1} + 4g_{n}$$

$$\overline{A}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}_{n\cdot0\cdot2} = \frac{n}{4}[\bar{g}_{n-1\cdot0} + g_{n+1\cdot0}]$$

$$\overline{A}^{+2}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{+2}_{n\cdot0\cdot2} = -\frac{n+2}{4}g_{n+1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{-2}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{-2}_{n\cdot0\cdot2} = -\frac{n-2}{4}\bar{g}_{n-1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+2}_{n\cdot1\cdot1} = \frac{n+2}{2}g_{n+1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+1}_{n\cdot1\cdot1} = -\frac{n}{2}\bar{g}_{n-1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{-1}_{n\cdot1\cdot1} = -\frac{n}{2}g_{n+1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{-2}_{n\cdot1\cdot1} = \frac{n-2}{2}\bar{g}_{n-1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{1\cdot0}_{n\cdot0\cdot2} = -\left[\frac{n^2+2n}{4}\bar{g}_{n-1\cdot0} + \frac{n^2+4n}{4}g_{n+1\cdot0}\right] - \frac{n}{2}[g_{n-1\cdot1} + g_{n+1\cdot1}]$$

$$\overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot2} = \frac{n^2+6n+8}{4}g_{n+1\cdot0} + \frac{n+2}{2}g_{n+1\cdot1}$$

$$\overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot2} = \frac{n^2-4}{4}\bar{g}_{n-1\cdot0} + \frac{n-2}{2}g_{n-1\cdot1}$$

$$\overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} = -\frac{n^2+6n+8}{2}g_{n+1\cdot0} - (n+2)g_{n+1\cdot1}$$

$$\overline{A}^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} = \frac{n^2+2n}{2}\bar{g}_{n-1\cdot0} + n\,g_{n-1\cdot1}$$

$$\overline{A}^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} = \frac{n^2+4n}{2}g_{n+1\cdot0} + n\,g_{n+1\cdot1}$$

$$\overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} = -\frac{n^2-4}{2}\bar{g}_{n-1\cdot0} - (n-2)g_{n-1\cdot1}$$

$$\overline{A}^{+1\cdot I\cdot0}_{n\cdot1\cdot0} = -\frac{n}{4}\bar{g}_{n-1\cdot0} - \frac{3n+4}{4}g_{n+1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{-1\cdot I\cdot0}_{n\cdot1\cdot0} = \frac{3n-4}{4}\bar{g}_{n-1\cdot0} + \frac{n}{4}g_{n+1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+1\cdot I\cdot0}_{n\cdot0\cdot1} = (n+1)g_{n+1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{-1\cdot I\cdot0}_{n\cdot0\cdot1} = -(n-1)\bar{g}_{n-1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0} = \frac{n}{4}\bar{g}_{n-1\cdot0} - \frac{n+4}{4}g_{n+1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{-1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0} = -\frac{n-4}{4}\bar{g}_{n-1\cdot0} + \frac{n}{4}g_{n+1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+1\cdot0\cdot I}_{n\cdot0\cdot1} = g_{n+1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{-1\cdot0\cdot I}_{n\cdot0\cdot1} = -\bar{g}_{n-1\cdot0}$$

Tafel II, 1–2.

$$\overline{A}^{II\cdot 0}_{n\cdot 0\cdot 0} = \frac{n-1}{2}\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \frac{n+1}{2} g_{n+1\cdot 0} \qquad \overline{A}^{I\cdot I}_{n\cdot 0\cdot 0} = \frac{n-2}{2}\bar{g}_{n-1\cdot 0} - \frac{n+2}{2} g_{n+1\cdot 0} \qquad \overline{A}^{0\cdot II}_{n\cdot 0\cdot 0} = \tfrac{1}{2}[\bar{g}_{n-1\cdot 0} - g_{n+1\cdot 0}]$$

$$\overline{B}_{n\cdot 2\cdot 0} = \overline{B}_{n\cdot 0\cdot 2} = -\left[\frac{n}{4}\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \frac{n+2}{4} g_{n+1\cdot 0}\right] - \tfrac{1}{2}[g_{n-1\cdot 1} + g_{n+1\cdot 1}]$$

$$\overline{B}^{+2}_{n\cdot 2\cdot 0} = \overline{B}^{+2}_{n\cdot 0\cdot 2} = \frac{n+2}{4} g_{n+1\cdot 0} + \tfrac{1}{2} g_{n+1\cdot 1}$$

$$\overline{B}^{-2}_{n\cdot 2\cdot 0} = \overline{B}^{-2}_{n\cdot 0\cdot 2} = \frac{n}{4}\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \tfrac{1}{2} g_{n-1\cdot 1}$$

$$\overline{B}^{+2}_{n\cdot 1\cdot 1} = -\frac{n+2}{2} g_{n+1\cdot 0} - g_{n+1\cdot 1}$$

$$\overline{B}^{+1}_{n\cdot 1\cdot 1} = \frac{n}{2}\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \bar{g}_{n-1\cdot 1}$$

$$\overline{B}^{-1}_{n\cdot 1\cdot 1} = \frac{n+2}{2} g_{n+1\cdot 0} + g_{n+1\cdot 1}$$

$$\overline{B}^{-2}_{n\cdot 1\cdot 1} = -\frac{n}{2}\bar{g}_{n-1\cdot 0} - g_{n-1\cdot 1}$$

$$\overline{B}^{1\cdot 0}_{n\cdot 2\cdot 0} = \overline{B}^{1\cdot 0}_{n\cdot 0\cdot 2} = \left[\frac{n^2+n}{4}\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \frac{(n+2)(n+3)}{4} g_{n+1\cdot 0}\right] + \left[\frac{2n+3}{2} g_{n-1\cdot 1} + \frac{2n+7}{2} g_{n+1\cdot 1}\right] + 2[g_{n-1\cdot 2} + g_{n+1\cdot 2}]$$

$$\overline{B}^{+2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 2\cdot 0} = \overline{B}^{+2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 0\cdot 2} = -\frac{(n+2)(n+3)}{4} g_{n+1\cdot 0} - \frac{2n+7}{2} g_{n+1\cdot 1} - 2 g_{n+1\cdot 2}$$

$$\overline{B}^{-2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 2\cdot 0} = \overline{B}^{-2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 0\cdot 2} = -\frac{n^2+n}{4}\bar{g}_{n-1\cdot 0} - \frac{2n+3}{2} g_{n-1\cdot 1} - 2 g_{n-1\cdot 2}$$

$$\overline{B}^{+2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 1} = -2\overline{B}^{+2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 2\cdot 0} \qquad \overline{B}^{+1\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 1} = 2\overline{B}^{-2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 2\cdot 0} \qquad \overline{B}^{-1\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 1} = 2\overline{B}^{+2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 2\cdot 0} \qquad \overline{B}^{-2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 1} = -2\overline{B}^{-2\cdot 1\cdot 0}_{n\cdot 2\cdot 0}$$

$$\overline{B}^{+1\cdot I\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0} = -\left[\frac{n}{4}\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \frac{3(n+2)}{4} g_{n+1\cdot 0}\right] - \left[\tfrac{1}{2} g_{n-1\cdot 1} + \tfrac{3}{2} g_{n+1\cdot 1}\right]$$

$$\overline{B}^{-1\cdot I\cdot 0}_{n\cdot 1\cdot 0} = \left[\frac{3n}{4}\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \frac{n+2}{4} g_{n+1\cdot 0}\right] + \left[\tfrac{3}{2} g_{n-1\cdot 1} + \tfrac{1}{2} g_{n+1\cdot 1}\right]$$

$$\overline{B}^{+1\cdot I\cdot 0}_{n\cdot 0\cdot 1} = (n+2) g_{n+1\cdot 0} + 2 g_{n+1\cdot 1}$$

$$\overline{B}^{-1\cdot I\cdot 0}_{n\cdot 0\cdot 1} = -n\bar{g}_{n-1\cdot 0} - 2 g_{n-1\cdot 1}$$

$$\overline{B}^{+1\cdot 0\cdot I}_{n\cdot 1\cdot 0} = -\left[\frac{n}{4} g_{n-1\cdot 0} - \frac{n+2}{4} g_{n+1\cdot 0}\right] - \tfrac{1}{2}[g_{n-1\cdot 1} - g_{n+1\cdot 1}]$$

$$\overline{B}^{-1\cdot 0\cdot I}_{n\cdot 1\cdot 0} = -\overline{B}^{+1\cdot 0\cdot I}_{n\cdot 1\cdot 0}$$

$$\overline{B}^{II\cdot 0}_{n\cdot 0\cdot 0} = -\left[\frac{n}{2}\bar{g}_{n-1\cdot 0} + \frac{n+2}{2} g_{n+1\cdot 0}\right] - [g_{n-1\cdot 1} + g_{n+1\cdot 1}]$$

$$\overline{B}^{I\cdot I}_{n\cdot 0\cdot 0} = \frac{n}{2}\bar{g}_{n-1\cdot 0} - \frac{n+2}{2} g_{n+1\cdot 0} + g_{n-1\cdot 1} - g_{n+1\cdot 1}$$

2. Kontrollformeln.

$$C^{+1}_{n\cdot 0\cdot 1} - C^{-1}_{n\cdot 0\cdot 1} = -2\,C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0} = 2\,C^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{+2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0} - C^{-1}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0} = -2\,C^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\ 1\cdot 0} = 2\,C^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{+1}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0} - C^{-2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 1\cdot 0} = -2\,C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = 2\,C^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{+2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1} - C^{-1}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1} = -2\,C^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = 2\,C^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}$$

$$C^{+1}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1} - C^{-2}_{n\cdot 0\cdot 1\cdot 0\cdot 1} = -2\,C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = 2\,C^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot\ 0\cdot 1}$$

$$C^{0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0} = C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0} - C^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{+1\cdot 0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = C^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} - C^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{-1\cdot 0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0\cdot 1\cdot 0} = C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0} - C^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 1\cdot 0}$$

$$C^{+1\cdot 0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = C^{+2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1} - C^{-1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}$$

$$C^{-1\cdot 0\cdot 1}_{n\cdot 0\cdot 0\cdot 0\cdot 1} = C^{+1}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1} - C^{-2}_{n\cdot 1\cdot 0\cdot 0\cdot 1}$$

Tafel II, 2.

$$C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} - C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -2\,C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = 2\,C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} - C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -2\,C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = 2\,C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0}$$

$$C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} - C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = -2\,C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = 2\,C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} - C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = -2\,C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = 2\,C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}_{n\cdot0\cdot2} = -\frac{n}{2}\,C^{+1}_{n\cdot1\cdot0} = \frac{n}{2}\,C^{-1}_{n\cdot1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+2}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{+2}_{n\cdot0\cdot2} = -\frac{n+2}{4}\,C^{+1}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}^{-2}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{-2}_{n\cdot0\cdot2} = \frac{n-2}{4}\,C^{-1}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}^{+2}_{n\cdot1\cdot1} = -2\,\overline{A}^{+2}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+1}_{n\cdot1\cdot1} = \frac{n}{2}\,C^{-1}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}^{-1}_{n\cdot1\cdot1} = -\frac{n}{2}\,C^{+1}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}^{-2}_{n\cdot1\cdot1} = -2\,\overline{A}^{-2}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+1}_{n\cdot1\cdot1} + \overline{A}^{-1}_{n\cdot1\cdot1} = n\,C^{+1}_{n\cdot1\cdot0} = -n\,C^{-1}_{n\cdot1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{1\cdot0}_{n\cdot0\cdot2} = -\frac{n}{2}\,C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0} = \frac{n}{2}\,C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot2} = -\frac{n+2}{4}\,C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot2} = \frac{n-2}{4}\,C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} = -2\,\overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} = \frac{n}{2}\,C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} = -\frac{n}{2}\,C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} = -2\,\overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{A}^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} + \overline{A}^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1} = n\,C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0} = -n\,C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0}$$

$$\begin{aligned}\overline{A}^{+1\cdot I\,0}_{n\cdot1\cdot0} - \overline{A}^{-1\cdot I\cdot0}_{n\cdot1\cdot0} &= 2\,(n-1)\,C^{+1}_{n\cdot1\cdot0} - 2\,C^{+1}_{n\cdot0\cdot1}\\ &= -2\,(n+1)\,C^{-1}_{n\cdot1\cdot0} - 2\,C^{-1}_{n\cdot0\cdot1}\\ \overline{A}^{+1\cdot I\cdot0}_{n\cdot0\cdot1} - \overline{A}^{-1\cdot I\cdot0}_{n\cdot0\cdot1} &= -2\,(n-1)\,C^{+1}_{n\cdot1\cdot0} + 2\,C^{+1}_{n\cdot0\cdot1}\\ &= 2\,(n+1)\,C^{-1}_{n\cdot1\cdot0} + 2\,C^{-1}_{n\cdot0\cdot1}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\overline{A}^{+1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0} + \overline{A}^{-1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0} &= -2\,C^{+1}_{n\cdot1\cdot0} - 2\,C^{+1}_{n\cdot0\cdot1}\\ &= -2\,C^{-1}_{n\cdot1\cdot0} - 2\,C^{-1}_{n\cdot0\cdot1}\\ \overline{A}^{+1\cdot0\cdot I}_{n\cdot0\cdot1} - \overline{A}^{-1\cdot0\cdot I}_{n\cdot0\cdot1} &= -2\,C^{+1}_{n\cdot1\cdot0} = 2\,C^{-1}_{n\cdot1\cdot0}\end{aligned}$$

$$\overline{A}^{II\cdot0}_{n\cdot0\cdot0} = -(n-1)\,C^{+1}_{n\cdot1\cdot0} + C^{+1}_{n\cdot0\cdot1} = (n+1)C^{-1}_{n\cdot1\cdot0} + C^{-1}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\overline{A}^{I\cdot I}_{n\cdot0\cdot0} = -(n-2)C^{+1}_{n\cdot1\cdot0} - nC^{+1}_{n\cdot0\cdot1} = -(n+2)C^{-1}_{n\cdot1\cdot0} - nC^{-1}_{n\cdot0\cdot1}$$

$$\begin{aligned}\overline{A}^{0\cdot II}_{n\cdot0\cdot0} &= -C^{+1}_{n\cdot1\cdot0} - C^{+1}_{n\cdot0\cdot1}\\ &= -C^{-1}_{n\cdot1\cdot0} - C^{-1}_{n\cdot0\cdot1}\end{aligned}$$

$$\overline{B}^{+2}_{n\cdot2\cdot0} + \overline{B}^{-2}_{n\cdot2\cdot0} = -\overline{B}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{B}^{+2}_{n\cdot2\cdot0} - \overline{B}^{-2}_{n\cdot2\cdot0} = -\overline{B}^{+1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0} = -\overline{B}^{-1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0}$$

$$\overline{B}^{+2}_{n\cdot1\cdot1} = -2\,\overline{B}^{+2}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{B}^{+1}_{n\cdot1\cdot1} = 2\,\overline{B}^{-2}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{B}^{-1}_{n\cdot1\cdot1} = 2\,\overline{B}^{+2}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{B}^{-2}_{n\cdot0\cdot2} = -2\,\overline{B}^{-2}_{n\cdot2\cdot0}$$

Tafel II, 2—3.

$$\overline{B}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}+\overline{B}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}=-\overline{B}^{1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1}=-2\,\overline{B}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1}=2\,\overline{B}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1}=2\,\overline{B}^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot1}=-2\,\overline{B}^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{B}^{+1\cdot I\cdot0}_{n\cdot1\cdot0}+\overline{B}^{+1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0}=2\,\overline{B}_{n\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{-1\cdot I\cdot0}_{n\cdot1\cdot0}+\overline{B}^{-1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0}=4\,\overline{B}^{-2}_{n\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{-1\cdot I\cdot0}_{n\cdot1\cdot0}-\overline{B}^{-1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0}=2\,\overline{B}_{n\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{+1\cdot I\cdot0}_{n\cdot0\cdot1}=4\,\overline{B}^{+2}_{n\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{-1\cdot I\cdot0}_{n\cdot0\cdot1}=-4\,\overline{B}^{-2}_{n\cdot2\cdot0}$$

$$\overline{B}^{II\cdot0}_{n\cdot0\cdot0}=2\,\overline{B}_{n\cdot2\cdot0}\qquad \overline{B}^{I\cdot I}_{n\cdot0\cdot0}=2\,\overline{B}^{-1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0}\qquad \overline{B}^{+1\cdot I\cdot0}_{n\cdot1\cdot0}-\overline{B}^{+1\cdot0\cdot I}_{n\cdot1\cdot0}=-4\,\overline{B}^{+2}_{n\cdot2\cdot0}$$

Alle diese Formeln in Tafel I, 1 und 2 sowie in Tafel II, 1 und 2 gelten nicht für $n=0$ und für $n=1$ nur mit Ausnahme von

$A^{-2}_{1\cdot0\cdot2}$, $B^{-2}_{1\cdot0\cdot2}$, $A^{-2\cdot1\cdot0}_{1\cdot0\cdot2}$, $C^{+1}_{1\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$, $C^{-2}_{1\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$, $C^{-2}_{1\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$, $C^{+1\cdot1\cdot0}_{1\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$, $C^{-2\cdot1\cdot0}_{1\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$, $C^{-2\cdot1\cdot0}_{1\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$ und $C^{-1\cdot0\cdot1}_{1\cdot0\cdot0\cdot0\cdot1}$.

---

3. Die Abteilung $n=0$ für sämmtliche A-, B- und C-Koeffizienten der Brendelschen Theorie.

Bei den Werten für $n=0$ tut man gut nicht mit Hilfe der Umwandlungstabelle in Tafel I, 1 die Masalschen Formeln und Faktorentafeln zu benutzen, weil dann Missverständnisse nicht ausgeschlossen sind, sondern nach den folgenden Formeln zu rechnen.

$$A_{0\cdot0\cdot0}=0$$

$$A^{+1}_{0\cdot1\cdot0}=0$$
$$A^{-1}_{0\cdot1\cdot0}=0$$
$$A^{+1}_{0\cdot0\cdot1}=-2\gamma_{1\cdot1}$$
$$A^{-1}_{0\cdot0\cdot1}=0$$

$$A_{0\cdot2\cdot0}=0$$
$$A^{+2}_{0\cdot2\cdot0}=0$$
$$A^{-2}_{0\cdot2\cdot0}=0$$

$$A^{+2}_{0\cdot1\cdot1}=5\gamma_{1\cdot1}+4\gamma_{1\cdot2}$$
$$A^{+1}_{0\cdot1\cdot1}=-A^{+2}_{0\cdot1\cdot1}$$
$$A^{-1}_{0\cdot1\cdot1}=0$$
$$A^{-2}_{0\cdot1\cdot1}=0$$

$$A_{0\cdot0\cdot2}=0\qquad A^{+2}_{0\cdot0\cdot2}=-3\gamma_{2\cdot1}-4\gamma_{2\cdot2}\qquad A^{-2}_{0\cdot0\cdot2}=0$$

Tafel II, 3.

$$A^{1\cdot0}_{0\cdot0\cdot0} = 0$$

$$A^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad A^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = 0$$

$$A^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = 2A^{+2}_{0\cdot1\cdot1} \qquad A^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = 0$$

$$A^{1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = 0 \qquad A^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = 0 \qquad A^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = 0$$

$$A^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = -30\gamma_{1\cdot1} - 52\gamma_{1\cdot2} - 24\gamma_{1\cdot3} \qquad A^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = -A^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} \qquad A^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 0 \qquad A^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 0$$

$$A^{1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = 0 \qquad A^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = 18\gamma_{2\cdot1} + 44\gamma_{2\cdot2} + 24\gamma_{2\cdot3} \qquad A^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = 0$$

$$\overline{A}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{A}_{0\cdot0\cdot2} = 0 \qquad \overline{A}^{+2}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{+2}_{0\cdot0\cdot2} = \tfrac{1}{2} g_{1\cdot0} \qquad \overline{A}^{-2}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{-2}_{0\cdot0\cdot2} = 0$$

$$\overline{A}^{+2}_{0\cdot1\cdot1} = g_{1\cdot0} \qquad \overline{A}^{+1}_{0\cdot1\cdot1} = 0 \qquad \overline{A}^{-1}_{0\cdot1\cdot1} = 0 \qquad \overline{A}^{-2}_{0\cdot1\cdot1} = 0$$

$$\overline{A}^{1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = 0 \qquad \overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = 2g_{1\cdot0} + g_{1\cdot1} \qquad \overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = 0$$

$$\overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = -2\overline{A}^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} \qquad \overline{A}^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 0 \qquad \overline{A}^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 0 \qquad \overline{A}^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 0$$

$$\overline{A}^{+1\cdot I\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = -g_{1\cdot0} \qquad \overline{A}^{-1\cdot I\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad \overline{A}^{+1\cdot I\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = g_{1\cdot0} \qquad \overline{A}^{-1\cdot I\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = 0$$

$$\overline{A}^{+1\cdot0\cdot I}_{0\cdot1\cdot0} = -g_{1\cdot0} \qquad \overline{A}^{-1\cdot0\cdot I}_{0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad \overline{A}^{+1\cdot0\cdot I}_{0\cdot0\cdot1} = g_{1\cdot0} \qquad \overline{A}^{-1\cdot0\cdot I}_{0\cdot0\cdot1} = 0$$

$$A^{2\cdot0}_{0\cdot0\cdot0} = 0 \qquad \overline{A}^{II\cdot0}_{0\cdot0\cdot0} = 0 \qquad \overline{A}^{I\cdot I}_{0\cdot0\cdot0} = -g_{1\cdot0} \qquad \overline{A}^{0\cdot II}_{0\cdot0\cdot0} = 0$$

$$B_{0\cdot0\cdot0} = 2\gamma_{0\cdot1}$$

$$B^{+1}_{0\cdot1\cdot0} = -6\gamma_{0\cdot1} - 8\gamma_{0\cdot2} \qquad B^{-1}_{0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad B^{+1}_{0\cdot0\cdot1} = 6\gamma_{1\cdot1} + 8\gamma_{1\cdot2} \qquad B^{-1}_{0\cdot0\cdot1} = 0$$

$$B_{0\cdot2\cdot0} = 10\gamma_{0\cdot2} + 12\gamma_{0\cdot3} \qquad B^{+2}_{0\cdot2\cdot0} = 6\gamma_{0\cdot1} + 18\gamma_{0\cdot2} + 12\gamma_{0\cdot3} \qquad B^{-2}_{0\cdot2\cdot0} = 0$$

$$B^{+2}_{0\cdot1\cdot1} = -12\gamma_{1\cdot1} - 36\gamma_{1\cdot2} - 24\gamma_{1\cdot3} \qquad B^{+1}_{0\cdot1\cdot1} = B^{+2}_{0\cdot1\cdot1} \qquad B^{-1}_{0\cdot1\cdot1} = 0 \qquad B^{-2}_{0\cdot1\cdot1} = 0$$

$$B_{0\cdot0\cdot2} = 3\gamma_{0\cdot1} + 14\gamma_{0\cdot2} + 12\gamma_{0\cdot3} \qquad B^{+2}_{0\cdot0\cdot2} = 6\gamma_{2\cdot1} + 18\gamma_{2\cdot2} + 12\gamma_{2\cdot3} \qquad B^{-2}_{0\cdot0\cdot2} = 0$$

Tafel II, 3.

$$B^{1\cdot0}_{0\cdot0\cdot0} = -6\gamma_{0\cdot1} - 8\gamma_{0\cdot2} = B^{+1}_{0\cdot1\cdot0} \qquad B^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = 24\gamma_{0\cdot1} + 72\gamma_{0\cdot2} + 48\gamma_{0\cdot3} = 4B^{+2}_{0\cdot2\cdot0} \qquad B^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = 2B^{+2}_{0\cdot1\cdot1}$$
$$B^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad B^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = 0$$

$$B^{1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = -12\gamma_{0\cdot1} - 86\gamma_{0\cdot2} - 168\gamma_{0\cdot3} - 96\gamma_{0\cdot4} \qquad B^{1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = -9\gamma_{0\cdot1} - 82\gamma_{0\cdot2} - 168\gamma_{0\cdot3} - 96\gamma_{0\cdot4}$$
$$B^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = -30\gamma_{0\cdot1} - 150\gamma_{0\cdot2} - 216\gamma_{0\cdot3} - 96\gamma_{0\cdot4} \qquad B^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = -30\gamma_{2\cdot1} - 150\gamma_{2\cdot2} - 216\gamma_{2\cdot3} - 96\gamma_{2\cdot4}$$
$$B^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = 0 \qquad B^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = 0$$

$$B^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 60\gamma_{1\cdot1} + 300\gamma_{1\cdot2} + 432\gamma_{1\cdot3} + 192\gamma_{1\cdot4} \qquad B^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 0$$
$$B^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = B^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} \qquad B^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 0$$

$$\overline{B}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{B}_{0\cdot0\cdot2} = \tfrac{1}{2}g_{1\cdot0} - \tfrac{1}{2}g_{1\cdot1} \qquad \overline{B}^{1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{B}^{1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = \tfrac{3}{2}g_{1\cdot0} + \tfrac{7}{2}g_{1\cdot1} + 2g_{1\cdot2} \qquad \overline{B}^{+1\cdot I\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = 4\overline{B}_{0\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{+2}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{B}^{+2}_{0\cdot0\cdot2} = -\overline{B}_{0\cdot2\cdot0} \qquad \overline{B}^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{B}^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = -B^{1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} \qquad \overline{B}^{-1\cdot I\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = 0$$
$$\overline{B}^{-2}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{B}^{-2}_{0\cdot0\cdot2} = 0 \qquad \overline{B}^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} = \overline{B}^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot2} = 0 \qquad \overline{B}^{+1\cdot I\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = -4\overline{B}_{0\cdot2\cdot0}$$
$$\overline{B}^{+2}_{0\cdot1\cdot1} = 2\overline{B}_{0\cdot2\cdot0} \qquad \overline{B}^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 2\overline{B}^{1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} \qquad \overline{B}^{-1\cdot I\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = 0$$
$$\overline{B}^{+1}_{0\cdot1\cdot1} = -2\overline{B}_{0\cdot2\cdot0} \qquad \overline{B}^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = -2\overline{B}^{1\cdot0}_{0\cdot2\cdot0} \qquad \overline{B}^{+1\cdot0\cdot I}_{0\cdot1\cdot0} = 0$$
$$\overline{B}^{-1}_{0\cdot1\cdot1} = 0 \qquad \overline{B}^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 0 \qquad \overline{B}^{-1\cdot0\cdot I}_{0\cdot1\cdot0} = 0$$
$$\overline{B}^{-2}_{0\cdot1\cdot1} = 0 \qquad \overline{B}^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot1} = 0$$

$$B^{2\cdot0}_{0\,0\cdot0} = 2B^{+2}_{0\cdot2\cdot0} \qquad \overline{B}^{II\cdot0}_{0\cdot0\cdot0} = 2\overline{B}_{0\cdot2\cdot0} \qquad \overline{B}^{I\cdot I}_{0\cdot0\cdot0} = 0$$

$$C^{+1}_{0\cdot1\cdot0} = -g_{1\cdot0} \qquad C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = 2g_{1\cdot0} + g_{1\cdot1} \qquad C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = \tfrac{1}{2}[g_{2\cdot0} + g_{0\cdot1} + g_{2\cdot1}]$$
$$C^{-1}_{0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad C^{+1}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} \qquad C^{+1}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$$
$$C^{+1}_{0\cdot0\cdot1} = g_{1\cdot0} \qquad C^{-1}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad C^{-1}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = 0$$
$$C^{-1}_{0\cdot0\cdot1} = 0 \qquad C^{-2}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad C^{-2}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = 0$$

Tafel II, 3—4.

$$C^{+2}_{0\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} \qquad C^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = 2\,C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} \qquad C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = -10g_{1\cdot0}-11g_{1\cdot1}-4g_{1\cdot2}$$

$$C^{+1}_{0\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} \qquad C^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad C^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0}$$

$$C^{-1}_{0\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = 0 \qquad C^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = -2\,C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} \qquad C^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = 0$$

$$C^{-2}_{0\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = 0 \qquad C^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1} = 0 \qquad C^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = 0$$

$$C^{+2}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = g_{2\cdot0}+g_{2\cdot1} \qquad C^{+1\cdot0\cdot1}_{0\cdot0\cdot0\cdot1\cdot0} = 2\,C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} \qquad C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0}$$

$$C^{+1}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = g_{0\cdot1} \qquad C^{-1\cdot0\cdot1}_{0\cdot0\cdot0\cdot1\cdot0} = 0 \qquad C^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0}$$

$$C^{-1}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = 0 \qquad C^{+1\cdot0\cdot1}_{0\cdot0\cdot0\cdot0\cdot1} = 2\,C^{+2}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} \qquad C^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = 0$$

$$C^{-2}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = 0 \qquad C^{-1\cdot0\cdot1}_{0\cdot0\cdot0\cdot0\cdot1} = 0 \qquad C^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = 0$$

$$C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = [\tfrac{3}{2}\bar{g}_{0\cdot0}+5g_{2\cdot0}]+\tfrac{1}{2}[7g_{0\cdot1}+11g_{2\cdot1}]+2[g_{0\cdot2}+g_{2\cdot2}] \qquad C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = -10g_{2\cdot0}-11g_{2\cdot1}-4g_{2\cdot2}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} \qquad C^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = -3\bar{g}_{0\cdot0}-7g_{0\cdot1}-4g_{0\cdot2}$$

$$C^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = 0 \qquad C^{-1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = 0$$

$$C^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = 0 \qquad C^{-2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = 0$$

$$C^{0\cdot1}_{0\cdot0\cdot0} = -g_{1\cdot0}$$

---

4. Ausnahmewerte der A-, B- und C-Koeffizienten für $n = 1$.

$$A^{-2}_{1\cdot0\cdot2} = \tfrac{1}{4}\bar{\gamma}_{1\cdot0}+\tfrac{5}{2}\gamma_{1\cdot1}+2\gamma_{1\cdot2} \qquad B^{-2}_{1\cdot0\cdot2} = \tfrac{1}{4}\bar{\gamma}_{1\cdot0}+8\gamma_{1\cdot1}+20\gamma_{1\cdot2}+12\gamma_{1\cdot3}$$

$$A^{-2\cdot1\cdot0}_{1\cdot0\cdot2} = -\tfrac{3}{4}\bar{\gamma}_{1\cdot0}-13\gamma_{1\cdot1}-24\gamma_{1\cdot2}-12\gamma_{1\cdot3}$$

$$C^{+1}_{1\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -\tfrac{3}{2}g_{1\cdot0}-g_{1\cdot1} \qquad C^{-2}_{1\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = -\tfrac{3}{2}g_{1\cdot0}-g_{1\cdot1}$$

$$C^{-2}_{1\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = \tfrac{3}{2}g_{1\cdot0}+g_{1\cdot1} \qquad C^{-1\cdot0\cdot1}_{1\cdot0\cdot0\cdot0\cdot1} = -3g_{1\cdot0}-2g_{1\cdot1}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{1\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = 6g_{1\cdot0}+9g_{1\cdot1}+4g_{1\cdot2} \qquad C^{-2\cdot1\cdot0}_{1\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -6g_{1\cdot0}-9g_{1\cdot1}-4g_{1\cdot2} \qquad C^{-2\cdot1\cdot0}_{1\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = 6g_{1\cdot0}+9g_{1\cdot1}+4g_{1\cdot2}$$

Tafel III, 1.

I. Faktoren zur Berechnung der C-Koeffizienten nach Tafel II, 1. Brendelsche Bezeichnung.

Formel	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$	$n=5$	$n=6$	$n=7$	$n=8$	$n=9$	$n=10$	$n=11$	$n=12$
$\frac{1}{4}(n+2)$	9.8750613	0.0000000	0.0969100	0.1760913	0.2430380	0.3010300	0.3521825	0.3979400	0.4393327	0.4771213	0.5118834	0.5440680
$\frac{1}{2}n$	9.6989700	0.0000000	0.1760913	0.3010300	0.3979400	0.4771213	0.5440680	0.6020600	0.6532125	0.6989700	0.7403627	0.7781513
$\frac{1}{4}(n+4)$	0.0969100	0.1760913	0.2430380	0.3010300	0.3521825	0.3979400	0.4393327	0.4771213	0.5118834	0.5440680	0.5740313	0.6020600
$\frac{1}{4}n$	9.3979400	9.6989700	9.8750613	0.0000000	0.0969100	0.1760913	0.2430380	0.3010300	0.3521825	0.3979400	0.4393327	0.4771213
$\frac{1}{4}(n-2)$	9.3979400_n	$-\infty$	9.3979400	9.6989700	9.8750613	0.0000000	0.0969100	0.1760913	0.2430380	0.3010300	0.3521825	0.3979400
$\frac{1}{4}(3n-2)$	9.3979400	0.0000000	0.2430380	0.3979400	0.5118834	0.6020600	0.6766936	0.7403627	0.7958800	0.8450980	0.8893017	0.9294189
$\frac{3}{4}n$	9.8750613	0.1760913	0.3521825	0.4771213	0.5740313	0.6532125	0.7201593	0.7781513	0.8293038	0.8750613	0.9164539	0.9542425
$\frac{1}{2}(n+4)$	0.3979400	0.4771213	0.5440680	0.6020600	0.6532125	0.6989700	0.7403627	0.7781513	0.8129134	0.8450980	0.8750613	0.9030900
n	0.0000000	0.3010300	0.4771213	0.6020600	0.6989700	0.7781513	0.8450980	0.9030900	0.9542425	1.0000000	1.0413927	1.0791812
$\frac{1}{2}(n+2)$	0.1760913	0.3010300	0.3979400	0.4771213	0.5440680	0.6020600	0.6532125	0.6989700	0.7403627	0.7781513	0.8129134	0.8450980
$\frac{1}{2}(n-2)$	9.6989700_n	$-\infty$	9.6989700	0.0000000	0.1760913	0.3010300	0.3979400	0.4771213	0.5440680	0.6020600	0.6532125	0.6989700
$\frac{3}{2}n$	0.1760913	0.4771213	0.6532125	0.7781513	0.8750613	0.9542425	1.0211893	1.0791812	1.1303338	1.1760913	1.2174839	1.2552725
$\frac{1}{2}(3n-2)$	9.6989700	0.3010300	0.5440680	0.6989700	0.8129134	0.9030900	0.9777236	1.0413927	1.0969100	1.1461280	1.1903317	1.2304489
$n+4$	0.6989700	0.7781513	0.8450980	0.9030900	0.9542425	1.0000000	1.0413927	1.0791812	1.1139434			
$n+2$	0.4771213	0.6020600	0.6989700	0.7781513	0.8450980	0.9030900	0.9542425	1.0000000	1.0413927			
$\frac{1}{4}(n+2)(n+3)$	0.4771213	0.6989700	0.8750613	1.0211893	1.1461280	1.2552725	1.3521825	1.4393327	1.5185139			
$\frac{1}{2}(n^2+2n)$	0.1760913	0.6020600	0.8750613	1.0791812	1.2430380	1.3802112	1.4983106	1.6020600	1.6946052			
$\frac{1}{4}(n+4)(n+5)$	0.8750613	1.0211893	1.1461280	1.2552725	1.3521825	1.4393327	1.5185139	1.5910646	1.6580114			
$\frac{1}{2}(n^2+4n)$	0.3979400	0.7781513	1.0211893	1.2041200	1.3521825	1.4771213	1.5854607	1.6812412	1.7671559			
$\frac{1}{2}(2n+7)$	0.6532125	0.7403627	0.8129134	0.8750613	0.9294189	0.9777236	1.0211893	1.0606978	1.0969100			
$\frac{1}{2}(2n+11)$	0.8129134	0.8750613	0.9294189	0.9777236	1.0211893	1.0606978	1.0969100	1.1303338	1.1613680			
$\frac{1}{4}(n^2+3n)$	0.0000000	0.3979400	0.6532125	0.8450980	1.0000000	1.1303338	1.2430380	1.3424227	1.4313638			
$\frac{1}{4}(n^2+3n-10)$	0.1760913_n	$-\infty$	0.3010300	0.6532125	0.8750613	1.0413927	1.1760913	1.2900346	1.3891661			
$\frac{1}{4}(3n^2+n-2)$	9.6989700	0.4771213	0.8450980	1.0969100	1.2900346	1.4471580	1.5797836	1.6946052	1.7958800			
$\frac{1}{4}(3n^2+9n)$	0.4771213	0.8750613	1.1303338	1.3222193	1.4771213	1.6074550	1.7201593	1.8195439	1.9084850			
$\frac{1}{2}(4n+1)$	0.3979400	0.6532125	0.8129134	0.9294189	1.0211893	1.0969100	1.1613680	1.2174839	1.2671717			
$\frac{1}{2}(4n+5)$	0.6532125	0.8129134	0.9294189	1.0211893	1.0969100	1.1613680	1.2174839	1.2671717	1.3117539			
$\frac{1}{2}(n+4)(n+5)$	1.1760913	1.3222193	1.4471580	1.5563025	1.6532125	1.7403627	1.8195439	1.8920946	1.9590414			
n^2+4n	0.6989700	1.0791812	1.3222193	1.5051500	1.6532125	1.7781513	1.8864907	1.9822712	2.0681859			
$2n+11$	1.1139434	1.1760913	1.2304489	1.2787536	1.3222193	1.3617278	1.3979400	1.4313638	1.4623980			
$\frac{1}{2}(n+2)(n+3)$	0.7781513	1.0000000	1.1760913	1.3222193	1.4471580	1.5563025	1.6532125	1.7403627	1.8195439			
n^2+2n	0.4771213	0.9030900	1.1760913	1.3802112	1.5440680	1.6812412	1.7993405	1.9030900	1.9956352			
$2n+7$	0.9542425	1.0413927	1.1139434	1.1760913	1.2304489	1.2787536	1.3222193	1.3617278	1.3979400			
$2n$	0.3010300	0.6020600	0.7781513	0.9030900	1.0000000	1.0791812	1.1461280	1.2041200	1.2552725			
$\frac{1}{2}(n^2+3n-10)$	0.4771213	$-\infty$	0.6020600	0.9542425	1.1760913	1.3424227	1.4771213	1.5910646	1.6901961			
$3n^2+9n$	1.0791812	1.4771213	1.7323938	1.9242793	2.0791812	2.2095150	2.3222193	2.4216039	2.5105450			
$4n+5$	0.9542425	1.1139434	1.2304489	1.3222193	1.3979400	1.4623980	1.5185139	1.5682017	1.6127839			
$\frac{1}{2}(n^2+3n)$	0.3010300	0.6989700	0.9542425	1.1461280	1.3010300	1.4313638	1.5440680	1.6434527	1.7323938			
$\frac{1}{2}(3n^2+n-2)$	0.0000000	0.7781513	1.1461280	1.3979400	1.5910646	1.7481880	1.8808136	1.9956352	2.0969100			
$4n+1$	0.6989700	0.9542425	1.1139434	1.2304489	1.3222193	1.3979400	1.4623980	1.5185139	1.5682017			

Tafel III, 2.

2. Faktoren zur Berechnung der $\overline{A}$- und $\overline{B}$-Koeffizienten nach Tafel II, 1.

Brendelsche Bezeichnung.

Formel	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$	$n=5$	$n=6$	$n=7$	$n=8$	$n=9$	$n=10$	$n=11$	$n=12$
$\frac{1}{4}n$	9.3979400	9.6989700	9.8750613	0.0000000	0.0969100	0.1760913	0.2430380	0.3010300	0.3521825	0.3979400	0.4393327	0.4771213
$\frac{1}{4}(n+2)$	9.8750613	0.0000000	0.0969100	0.1760913	0.2430380	0.3010300	0.3521825	0.3979400	0.4393327	0.4771213	0.5118834	0.5440680
$\frac{1}{4}(n-2)$	9.3979400_n	$-\infty$	9.3979400	9.6989700	9.8750613	0.0000000	0.0969100	0.1760913	0.2430380	0.3010300	0.3521825	0.3979400
$\frac{1}{2}n$	9.6989700	0.0000000	0.1760913	0.3010300	0.3979400	0.4771213	0.5440680	0.6020600	0.6532125	0.6989700	0.7403627	0.7781513
$\frac{1}{2}(n+2)$	0.1760913	0.3010300	0.3979400	0.4771213	0.5440680	0.6020600	0.6532125	0.6989700	0.7403627	0.7781513	0.8129134	0.8450980
$\frac{1}{2}(n-2)$	9.6989700_n	$-\infty$	9.6989700	0.0000000	0.1760913	0.3010300	0.3979400	0.4771213	0.5440680	0.6020600	0.6532125	0.6989700
$\frac{1}{4}(n^2+2n)$	9.8750613	0.3010300	0.5740313	0.7781513	0.9420081	1.0791812	1.1972806	1.3010300	1.3935752			
$\frac{1}{4}(n^2+4n)$	0.0969100	0.4771213	0.7201593	0.9030900	1.0511525	1.1760913	1.2844307	1.3802112	1.4661259			
$\frac{1}{4}(n^2+6n+8)$	0.5740313	0.7781513	0.9420081	1.0791812	1.1972806	1.3010300	1.3935752	1.4771213	1.5532760			
$\frac{1}{4}(n^2-4)$	9.8750613_n	$-\infty$	0.0969100	0.4771213	0.7201593	0.9030900	1.0511525	1.1760913	1.2844307			
$\frac{1}{2}(n^2+6n+8)$	0.8750613	1.0791812	1.2430380	1.3802112	1.4983106	1.6020600	1.6946052	1.7781513	1.8543060			
$n+2$	0.4771213	0.6020600	0.6989700	0.7781513	0.8450980	0.9030900	0.9542425	1.0000000	1.0413927			
$\frac{1}{2}(n^2+2n)$	0.1760913	0.6020600	0.8750613	1.0791812	1.2430380	1.3802112	1.4983105	1.6020600	1.6946052			
$\frac{1}{2}(n^2+4n)$	0.3979400	0.7781513	1.0211893	1.2041200	1.3521825	1.4771213	1.5854607	1.6812412	1.7671559			
n	0.0000000	0.3010300	0.4771213	0.6020600	0.6989700	0.7781513	0.8450980	0.9030900	0.9542425			
$\frac{1}{2}(n^2-4)$	0.1760913_n	$-\infty$	0.3979400	0.7781513	1.0211893	1.2041200	1.3521825	1.4771213	1.5854607			
$n-2$	0.0000000_n	$-\infty$	0.0000000	0.3010300	0.4771213	0.6020600	0.6989700	0.7781513	0.8450980			
$\frac{1}{4}(3n+4)$	0.2430380	0.3979400	0.5118834	0.6020600	0.6766936	0.7403627	0.7958800	0.8450980	0.8893017			
$\frac{1}{4}(3n-4)$	9.3979400_n	9.6989700	0.0969100	0.3010300	0.4393327	0.5440680	0.6283889	0.6989700	0.7596678			
$n+1$	0.3010300	0.4771213	0.6020600	0.6989700	0.7781513	0.8450980	0.9030900	0.9542425	1.0000000			
$n-1$	$-\infty$	0.0000000	0.3010300	0.4771213	0.6020600	0.6989700	0.7781513	0.8450980	1.9030900			
$\frac{1}{4}(n+4)$	0.0969100	0.1760913	0.2430380	0.3010300	0.3521825	0.3979400	0.4393327	0.4771213	0.5118834			
$\frac{1}{4}(n-4)$	9.8750613_n	9.6989700_n	9.3979400_n	$-\infty$	9.3979400	9.6989700	9.8750613	0.0000000	0.0969100			
$\frac{1}{2}(n^2+n)$	9.6989700	0.1760913	0.4771213	0.6989700	0.8750613	1.0211893	1.1461280	1.2552725	1.3521825			
$\frac{1}{4}(n^2+5n+6)$	0.4771213	0.6989700	0.8750613	1.0211893	1.1461280	1.2552725	1.3521825	1.4393327	1.5185139			
$\frac{1}{2}(2n+3)$	0.3979400	0.5440680	0.6532125	0.7403627	0.8129134	0.8750613	0.9294189	0.9777236	1.0211893			
$\frac{1}{2}(2n+7)$	0.6532125	0.7403627	0.8129134	0.8750613	0.9294189	0.9777236	1.0211893	1.0606978	1.0969100			
$\frac{1}{4}(3n+6)$	0.3521825	0.4771213	0.5740313	0.6532125	0.7201593	0.7781513	0.8293038	0.8750613	0.9164539			
$\frac{3}{4}n$	9.8750613	0.1760913	0.3521825	0.4771213	0.5740313	0.6532125	0.7201593	0.7781513	0.8293038			

Tafel IV—VII.

Tafeln zur Berechnung der wichtigsten Störungen I. und II. Ordnung für die mittleren Bewegungen 650″—653″.

Tafel IV: 1) Die A- und $\overline{A}$-Koeffizienten.
2) Die B- und $\overline{B}$-Koeffizienten.
3) Die C-Koeffizienten.

Tafel V: Die q-, r-, p- und z-Koeffizienten nach Formel 36) und 37).

Tafel VI: 1) Die Werte der in Formel 1)—24) auftretenden Hilfsgrößen.
2) Die Werte der in Formel 38) auftretenden Größen.

Tafel VII: 1) Die Störungsglieder nullten Grades in S, R und W.
2) Die Störungsglieder ersten Grades in S, R, W und $\mathfrak{Z}$.
3) Die Störungsglieder zweiten Grades in S, R, W und $\mathfrak{Z}$.

Tafel IV, 1.

Die A- und $\overline{A}$-Koeffizienten für $n = 650'' - 653''$.

n	$A_{1\cdot0\cdot0}$	$A_{2\cdot0\cdot0}$	$A_{3\cdot0\cdot0}$	$A_{4\cdot0\cdot0}$	$A_{5\cdot0\cdot0}$	$A_{6\cdot0\cdot0}$	$A_{7\cdot0\cdot0}$
650″	5.768990_n	6.558698_n	6.434931_n	6.279599_n	6.107651_n	5.925464_n	5.736345_n
651	766926_n	557169_n	432945_n	277162_n	104765_n	922130_n	732562_n
652	764864_n	555641_n	430961_n	274727_n	101880_n	918797_n	728781_n
653	762807_n	554116_n	428981_n	272295_n	098998_n	915468_n	725006_n

n	$A_{8\cdot0\cdot0}$	$A^{+1}_{1\cdot1\cdot0}$	$A^{+1}_{2\cdot1\cdot0}$	$A^{+1}_{3\cdot1\cdot0}$	$A^{+1}_{4\cdot1\cdot0}$	$A^{+1}_{0\cdot0\cdot1}$	$A^{+1}_{1\cdot0\cdot1}$
650″	5.542220_n	6.141641	6.671958	6.565359	6.42510	5.889165_n	6.008403
651	537989_n	139533	670680	563828	42330	886790_n	007895
652	533761_n	137427	669403	562298	42152	884417_n	007381
653	529540_n	135327	668129	560773	41976	882051_n	006863

n	$A^{+1}_{2\cdot0\cdot1}$	$A^{+1}_{3\cdot0\cdot1}$	$A^{+1}_{4\cdot0\cdot1}$	$A^{-1}_{1\cdot1\cdot0}$	$A^{-1}_{2\cdot1\cdot0}$	$A^{-1}_{3\cdot1\cdot0}$	$A^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$
650″	6.32092	6 38038	6.35211	6.284728	7.055454	7.048930	6.985427
651	31933	37819	34941	282446	053638	046647	982685
652	31774	37601	34671	280166	051823	044365	979945
653	31615	37384	34402	277890	050013	042087	977211

n	$A^{-1}_{5\cdot1\cdot0}$	$A^{-1}_{6\cdot1\cdot0}$	$A^{-1}_{8\cdot1\cdot0}$	$A^{-1}_{2\cdot0\cdot1}$	$A^{-1}_{3\cdot0\cdot1}$	$A^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$	$A^{-1}_{5\cdot0\cdot1}$
650″	6.889067	6.771152	6.49334	6.289969_n	7.129048_n	7.153507_n	7.108182_n
651	885872	767506	48879	287782_n	127442_n	151463_n	105698_n
652	882679	763862	48424	285596_n	125837_n	149421_n	103215_n
653	879492	760225	47970	283416_n	124235_n	147383_n	100737_n

n	$A^{-1}_{6\cdot0\cdot1}$	$A^{-1}_{8\cdot0\cdot1}$	$A_{2\cdot2\cdot0}$	$A_{4\cdot2\cdot0}$	$A^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	$A^{+1}_{4\cdot1\cdot1}$	$A^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$
650″	7.023804_n	6.78755_n	6.87478_n	$6\,83604_n$	6.59911	7.13395	6.82651_n
651	020878_n	78374_n	87311_n	83424_n	59691	13277	82493_n
652	017953_n	77993_n	87145_n	83244_n	59471	13158	82336
653	015033_n	77613_n	86979_n	83064_n	59253	13036	82179_n

n	$A^{-1}_{4\cdot1\cdot1}$	$A_{2\cdot0\cdot2}$	$A_{4\cdot0\cdot2}$	$A^{+2}_{2\cdot2\cdot0}$	$A^{+2}_{2\cdot1\cdot1}$	$A^{+2}_{2\cdot0\cdot2}$	$A^{-2}_{1\cdot2\cdot0}$
650″	7.08246_n	6.75801	7.25780	6.64284_n	6.45523_n	6.00259_n	6.58086_n
651	07954_n	75738	25559	64156_n	45458_n	5.99984_n	57833_n
652	07662_n	75674	25338	64028_n	45392_n	99711_n	57581_n
653	07368_n	75609	25118	63900_n	45325_n	99439_n	57330_n

n	$A^{-2}_{2\cdot2\cdot0}$	$A^{-2}_{3\cdot2\cdot0}$	$A^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$	$A^{-2}_{5\cdot2\cdot0}$	$A^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	$A^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	$A^{-2}_{3\cdot1\cdot1}$
650″	7.335954_n	6.427260_n	7.44336_n	7.41419_n	7.35442_n	6.87864	7.695615
651	333854_n	424687_n	44032_n	41070_n	35047_n	87613	693641
652	331756_n	422116_n	43729_n	40721_n	34653_n	87363	691668
653	329664_n	419552_n	43427_n	40373_n	34260_n	87113	689701

Tafel IV, 1—2.

n	$A^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$	$A^{+2}_{5\cdot1\cdot1}$	$A^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	$A^{-2}_{1\cdot0\cdot2}$	$A^{-2}_{3\cdot0\cdot2}$	$A^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$A^{-2}_{5\cdot0\cdot2}$
650″	7.81981	7.85582	7.84005	6.11434	6.677608_n	7.541595_n	7.675521_n
651	81741	85299	83678	11171	675290_n	539903_n	673413_n
652	81501	85016	83352	10909	672974_n	538212_n	671306_n
653	81262	84734	83026	10647	670663_n	536526_n	669204_n

n	$A^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$	$A^{1\cdot0}_{2\cdot0\cdot0}$	$A^{1\cdot0}_{4\cdot0\cdot0}$	$A^{1\cdot0}_{6\cdot0\cdot0}$	$A^{+1\cdot1\cdot0}_{2\cdot1\cdot0}$	$A^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1}$	$A^{+1\cdot1\cdot0}_{2\cdot0\cdot1}$
650″	7.71796_n	7.2059	7.09101	6.85470	7.4945_n	6.6914	6.9801_n
651	71542_n	2041	08847	85129	4930_n	6886	9788_n
652	71289_n	2024	08594	84788	4914_n	6859	9775_n
653	71036_n	2008	08341	84448	4897_n	6833	9762_n

n	$A^{-1\cdot1\cdot0}_{2\cdot1\cdot0}$	$A^{-1\cdot1\cdot0}_{4\cdot1\cdot0}$	$A^{-1\cdot1\cdot0}_{6\cdot1\cdot0}$	$A^{-1\cdot1\cdot0}_{2\cdot0\cdot1}$	$A^{-1\cdot1\cdot0}_{4\cdot0\cdot1}$	$A^{-1\cdot1\cdot0}_{6\cdot0\cdot1}$	$\overline{A}_{2\cdot2\cdot0}$
650″	7.7839_n	7.8461_n	7.7353_n	7.0621	7.9012	7.9033	6.71025
651	7820_n	8432_n	7317_n	0597	8990	9003	70772
652	7800_n	8404_n	7280_n	0573	8968	8973	70519
653	7780_n	8377_n	7243_n	0549	8946	8943	70268

n	$\overline{A}^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{A}^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{A}_{2\cdot0\cdot2}$	$\overline{A}^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$	$\overline{A}^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	$\overline{A}^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$	$\overline{A}^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$
650″	6.84145_n	6.52135_n	6.71025	6.22032_n	6.15165_n	6.52135	6.45268
651	83919_n	51827_n	70772	21724_n	14772_n	51827	44875
652	83692_n	51520_n	70519	21417_n	14380_n	51520	44483
653	83467_n	51214_n	70268	21111_n	13987_n	51214	44090

n	$\overline{A}^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$\overline{A}^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$
650″	6.22032_n	6.15165_n
651	21724_n	14772_n
652	21417_n	14380_n
653	21111_n	13988_n

2. Die B und $\overline{B}$-Koeffizienten von $n = 650'' - 653''$.

n	$B_{0\cdot0\cdot0}$	$B_{1\cdot0\cdot0}$	$B_{2\cdot0\cdot0}$	$B_{3\cdot0\cdot0}$	$B_{4\cdot0\cdot0}$	$B_{5\cdot0\cdot0}$	$B_{6\cdot0\cdot0}$
650″	6.216469	6.329802	6.644470	6.497110	6.328584	6.148139	5.959999
651	214594	327513	642706	494948	326006	145132	956560
652	212720	325225	640943	492788	323429	142128	953123
653	210852	322943	639184	490632	320856	139130	949694

Tafel IV, 2.

n	$B_{7\cdot0\cdot0}$	$B_{8\cdot0\cdot0}$	$B^{+1}_{0\cdot1\cdot0}$	$B^{+1}_{1\cdot1\cdot0}$	$B^{+1}_{2\cdot1\cdot0}$	$B^{+1}_{3\cdot1\cdot0}$	$B^{+1}_{4\cdot1\cdot0}$
650″	5.766466	5.568938	6.841456_n	6.654668_n	6.671380_n	6.518049_n	6.35305_n
651	762593	564627	839189_n	652153_n	669541_n	516171_n	35108_n
652	758722	560318	836924_n	649640_n	667705_n	514295_n	34911_n
653	754859	556018	834667_n	647133_n	665876_n	512424_n	34715_n

n	$B^{+1}_{0\cdot0\cdot1}$	$B^{+1}_{1\cdot0\cdot1}$	$B^{+1}_{2\cdot0\cdot1}$	$B^{+1}_{3\cdot0\cdot1}$	$B^{+1}_{4\cdot0\cdot1}$	$B^{-1}_{1\cdot1\cdot0}$	$B^{-1}_{2\cdot1\cdot0}$
650″	6.526543	4.8396_n	6.25299_n	6.37048_n	6.35813_n	6.811709_n	7.107574_n
651	523752	8798_n	25192_n	36842_n	35546_n	809059_n	105359_n
652	520964	9163_n	25084_n	36637_n	35280_n	806412_n	103146_n
653	518184	9496_n	24976_n	36433_n	35014_n	803772_n	100940_n

n	$B^{-1}_{3\cdot1\cdot0}$	$B^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$	$B^{-1}_{5\cdot1\cdot0}$	$B^{-1}_{6\cdot1\cdot0}$	$B^{-1}_{8\cdot1\cdot0}$	$B^{-1}_{1\cdot0\cdot1}$	$B^{-1}_{2\cdot0\cdot1}$
650″	7.078102_n	7.004318_n	6.902425_n	6.781172_n	6.49967_n	6.841455	6.882841
651	075535_n	001357_n	899052_n	777376_n	49502_n	839188	880331
652	072970_n	6.998399_n	895681_n	773583_n	49036_n	836924	877824
653	070412_n	995448_n	892318_n	769798_n	48572_n	834667	875324

n	$B^{-1}_{3\cdot0\cdot1}$	$B^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$	$B^{-1}_{5\cdot0\cdot1}$	$B^{-1}_{6\cdot0\cdot1}$	$B^{-1}_{8\cdot0\cdot1}$	$B_{2\cdot2\cdot0}$	$B_{4\cdot2\cdot0}$
650″	7.244825	7.231909	7.167352	7.071289	6.82156	6.59602	6.44897
651	242886	229633	164690	068218	81765	59191	44694
652	240949	227358	162029	065148	81374	58780	44491
653	239018	225088	159374	062085	80983	58370	44289

n	$B^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	$B^{+1}_{4\cdot1\cdot1}$	$B^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	$B^{-1}_{4\cdot1\cdot1}$	$B_{2\cdot0\cdot2}$	$B_{4\cdot0\cdot2}$	$B^{+2}_{2\cdot2\cdot0}$
650″	7.16182_n	7.08836_n	6.57896	7.04269	6.08238_n	7.25252_n	6.68867
651	15900_n	08659_n	57908	03984	09465_n	25047_n	68620
652	15618_n	08482_n	57918	03699	10642_n	24841_n	68373
653	15338_n	08306_n	57926	03414	11772_n	24635_n	68127

n	$B^{+2}_{2\cdot1\cdot1}$	$B^{+2}_{2\cdot0\cdot2}$	$B^{-2}_{1\cdot2\cdot0}$	$B^{-2}_{2\cdot2\cdot0}$	$B^{-2}_{3\cdot2\cdot0}$	$B^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$	$B^{-2}_{5\cdot2\cdot0}$
650″	5.69610	5.84922	7.09768	7.380882	7.438458	7.44163	7.40687
651	70841	84739	09463	378208	435485	43830	40313
652	72022	84558	09158	375536	432515	43497	39940
653	73153	84377	08855	372872	429552	43164	39569

n	$B^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	$B^{-2}_{1\cdot1\cdot1}$	$B^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	$B^{-2}_{3\cdot1\cdot1}$	$B^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$	$B^{-2}_{5\cdot1\cdot1}$	$B^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$
650″	7.34458	7.31998_n	7.45592_n	7.796373_n	7.87537_n	7.89118_n	7.86460_n
651	34044	31713_n	45293_n	793884_n	87262_n	88808_n	86113_n
652	33630	31428_n	44994_n	791397_n	86987_n	88498_n	85766_n
653	33216	31144_n	44696_n	788917_n	86713_n	88190_n	85419_n

Tafel IV, 2—3.

n	$B^{-2}_{1\cdot0\cdot2}$	$B^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$	$B^{-2}_{3\cdot0\cdot2}$	$B^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$B^{-2}_{5\cdot0\cdot2}$	$B^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$	$B^{1\cdot0}_{0\cdot0\cdot0}$
650″	6.80485	7.14783	7.302088	7.688458	7.771063	7.78792	6.8416_n
651	80167	14521	299348	686329	768659	78516	8394_n
652	79850	14259	296612	684202	766257	78241	8371_n
653	79532	13997	293883	682081	763862	77967	8348_n

n	$B^{1\cdot0}_{2\cdot0\cdot0}$	$B^{1\cdot0}_{4\cdot0\cdot0}$	$B^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0}$	$B^{+1\cdot1\cdot0}_{2\cdot1\cdot0}$	$B^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1}$	$B^{+1\cdot1\cdot0}_{2\cdot0\cdot1}$	$B^{-1\cdot1\cdot0}_{2\cdot1\cdot0}$
650″	7.2433_n	7.09182_n	7.6271	7.5350	7.3244_n	6.6291	7.8228
651	2411_n	08904_n	6242	5326	3211_n	6307	8202
652	2390_n	08627_n	6214	5301	3178_n	6323	8176
653	2369_n	08351_n	6187	5276	3145_n	6338	8150

n	$B^{-1\cdot1\cdot0}_{4\cdot1\cdot0}$	$B^{-1\cdot1\cdot0}_{6\cdot1\cdot0}$	$B^{-1\cdot1\cdot0}_{2\cdot0\cdot1}$	$B^{-1\cdot1\cdot0}_{4\cdot0\cdot1}$	$B^{-1\cdot1\cdot0}_{6\cdot0\cdot1}$	$\overline{B}_{2\cdot2\cdot0}$	$\overline{B}^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$
650″	7.8294	7.7100	7.6346_n	7.9410_n	7.9104_n	7.07998_n	7.15312
651	8262	7061	6316_n	9384_n	9071_n	07677_n	15013
652	8230	7022	6287_n	9358_n	9038_n	07357_n	14715
653	8198	6983	6258_n	9332_n	9004_n	07038_n	14419

n	$\overline{B}^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{B}_{2\cdot0\cdot2}$	$\overline{B}^{-2}_{2\cdot2\cdot0}$	$\overline{B}^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$	$\overline{B}^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	$\overline{B}^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{B}^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$
650″	6.99198	7.07998_n	6.85209	6.69094	6.44364	7.15312_n	6.99197_n
651	98844	07677_n	84910	68741	43938	15013_n	98844_n
652	98491	07357_n	84612	68388	43513	14715_n	98491_n
653	98140	07038_n	84316	68037	43087	14419_n	98140_n

n	$\overline{B}^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	$\overline{B}^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$	$\overline{B}^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$\overline{B}^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$
650″	6.74467_n	6.85209	6.69094	6.44364
651	74041_n	84910	68741	43938
652	73616_n	84612	68388	43513
653	73190_n	84316	68037	43087

3. Die C-Koeffizienten von $n = 650''$—$653''$.

n	$C^{+1}_{0\cdot1\cdot0}$	$C^{+1}_{1\cdot1\cdot0}$	$C^{+1}_{2\cdot1\cdot0}$	$C^{+1}_{3\cdot1\cdot0}$	$C^{+1}_{0\cdot0\cdot1}$	$C^{+1}_{1\cdot0\cdot1}$	$C^{+1}_{2\cdot0\cdot1}$
650″	6.84145_n	6.71640_n	6.71025_n	6.55022_n	6.84146	6.69118	6.52135
651	83919_n	71378_n	70772_n	54730_n	83919	68852	51827
652	83692_n	71116_n	70520_n	54439_n	83692	68586	51520
653	83467_n	70854_n	70268_n	54148_n	83467	68322	51214

Tafel IV, 3.

n	$C^{+1}_{3\cdot0\cdot1}$	$C^{-1}_{1\cdot1\cdot0}$	$C^{-1}_{2\cdot1\cdot0}$	$C^{-1}_{3\cdot1\cdot0}$	$C^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$	$C^{-1}_{5\cdot1\cdot0}$	$C^{-1}_{6\cdot1\cdot0}$
650″	6.34021	6.71640	6.71025	6.55022	6.37471	6.18981	5.99859
651	33671	71378	70772	54730	37138	18606	99441
652	33321	71116	70520	54439	36805	18231	99024
653	32972	70854	70268	54148	36473	17856	98606

n	$C^{-1}_{1\cdot0\cdot1}$	$C^{-1}_{2\cdot0\cdot1}$	$C^{-1}_{3\cdot0\cdot1}$	$C^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$	$C^{-1}_{5\cdot0\cdot1}$	$C^{-1}_{6\cdot0\cdot1}$	$C^{+1}_{2\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0}$
650″	6.74025_n	6.84145_n	6.69117_n	6.52135_n	6.34021_n	6.15165_n	7.33997
651	73765_n	83919_n	68851_n	51827_n	33671_n	14772_n	33693
652	73506_n	83692_n	68586_n	51520_n	33321_n	14380_n	33389
653	73247_n	83467_n	68321_n	51214_n	32972_n	13987_n	33086

n	$C^{-1}_{2\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0}$	$C^{+1}_{2\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$	$C^{-1}_{2\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$	$C^{+1}_{2\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$	$C^{-1}_{2\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$	$C^{+1}_{2\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$	$C^{-1}_{2\cdot0\cdot1\cdot0\,1}$
650″	7.09445_n	7.31319_n	5.99816	7.20940_n	7.16967	7.29210	4.710
651	09153_n	31022_n	98974	20592_n	16700	28909	822
652	08862_n	30725_n	98126	20245_n	16434	28609	911
653	08572_n	30430_n	97273	19898_n	16169	28310	983

n	$C^{-2}_{2\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0}$	$C^{-2}_{6\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0}$	$C^{-2}_{2\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$	$C^{-2}_{6\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1}$	$C^{-2}_{2\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$	$C^{-2}_{6\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$	$C^{-2}_{2\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$
650″	7.33997_n	6.89959_n	7.31319	7.15446	7.44024	7.03694	7.33330_n
651	33693_n	89500_n	31022	15055	43744	03261	33037_n
652	33389_n	89040_n	30725	14664	43466	02828	32744_n
653	33086_n	88582_n	30430	14274	43188	02394	32452_n

	$C^{-2}_{6\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$	$C^{0\cdot1}_{0\cdot0\cdot0}$	$C^{0\cdot1}_{4\cdot0\cdot0}$	$C^{+1\cdot1\cdot0}_{2\cdot1\cdot0}$	$C^{+1\cdot1\cdot0}_{2\cdot0\cdot1}$	$C^{-1\cdot1\,0}_{2\cdot1\cdot0}$	$C^{-1\cdot1\cdot0}_{6\cdot1\cdot0}$
650″	7.29122_n	6.84145_n	6.67574_n	7.5353	7.4196_n	7.5353_n	7.0156_n
651	28757_n	83919_n	67241_n	5325	4161_n	5325_n	0112_n
652	28393_n	83692_n	66908_n	5297	4127_n	5297_n	0067_n
653	28029_n	83467_n	66576_n	5269	4093_n	5269_n	0021_n

n	$C^{-1\cdot1\cdot0}_{2\cdot0\cdot1}$	$C^{-1\cdot1\cdot0}_{6\cdot0\cdot1}$
650″	7.6267	7.1445
651	6240	1402
652	6212	1360
653	6184	1318

Alle Koeffizienten in Tafel IV sind mit der störenden Masse ($\lg m' = 6.979639$) bereits multipliziert, sie sind als Logarithmen und in absoluter Zahl gegeben und mit soviel Dezimalen mitgeteilt als sie gerechnet sind.

Tafel V.

Die q-, r-, p- und z-Koeffizienten (Formel 36 und 37).

n	$q_1^{(0)}$	$q_1^{(1)}$	$q_2^{(0)}$	$q_2^{(1)}$	$q_2^{(4)}$	$q_3^{(0)}$	$q_3^{(1)}$
650″	6.558698_n	6.9988	7.055454	7.7579_n	7.0664_n	6.289969_n	7.8185
651	557169_n	9963	053638	7552_n	0647_n	287782_n	8164
652	555641_n	9938	051823	7525_n	0630_n	285596_n	8143
653	554116_n	9913	050013	7497_n	0615_n	283416_n	8122

n	$q_4^{(0)}$	$q_4^{(1)}$	$q_4^{(2)}$	$q_5^{(0)}$	$q_5^{(1)}$	$\mathfrak{q}_1^{(1)}$	$\mathfrak{q}_2^{(0)}$
650″	6.985427	7.8183_n	6.9049	7.153507_n	7.8781	7.3832	5.889165_n
651	982685	8152_n	9031	151463_n	8752	3810	886790_n
652	979945	8121_n	9014	149421_n	8722	3788	884417_n
653	977211	8088_n	8998	147383_n	8693	3765	882051_n

n	$\mathfrak{q}_2^{(1)}$	$r_1^{(0)}$	$r_1^{(1)}$	$p_0^{(0)}$	$p_0^{(1)}$	$p_1^{(0)}$	$p_1^{(1)}$
650″	7.1640_n	6.279599_n	7.0219	6.216469	7.1194_n	6.644470	7.2401_n
651	1621_n	277162_n	0191	214594	1174_n	642706	2376_n
652	1602_n	274727_n	0164	212720	1154_n	640943	2351_n
653	1583_n	272295_n	0138	210852	1134_n	639184	2326_n

n	$p_2^{(0)}$	$p_2^{(1)}$	$p_2^{(2)}$	$p_3^{(0)}$	$p_3^{(1)}$	$p_4^{(0)}$	$p_4^{(1)}$
650″	7.107574_n	7.8940	6.8416_n	6.882841	7.9460_n	7.004318_n	7.8213
651	105359_n	8909	8394_n	880331	9435_n	001357_n	8177
652	103146_n	8879	8371_n	877824	9410_n	6.998399_n	8141
653	100940_n	8850	8348_n	875324	9384_n	995448$_n$	8107

n	$p_4^{(2)}$	$p_5^{(0)}$	$p_5^{(1)}$	$\mathfrak{p}_1^{(0)}$	$\mathfrak{p}_1^{(1)}$	$\mathfrak{p}_1^{(4)}$	$\mathfrak{p}_2^{(0)}$
650″	6.9423_n	7.231909	7.9540_n	6.841456_n	7.8524	7.0186_n	6.526543
651	9401_n	229633	9508_n	839189_n	8500	0159_n	523752
652	9380_n	227358	9476_n	836924_n	8476	0132_n	520964
653	9359_n	225088	9444_n	834667_n	8452	0106_n	518184

n	$\mathfrak{p}_2^{(1)}$	$z_1^{(0)}$	z_1^I	$z_1^{(1)}$	$z_2^{(0)}$	z_2^I	$\mathfrak{z}_1^{(0)}$
650″	7.4026_n	6.37471	7.3052_n	6.8414_n	6.52135_n	7.4057	6.84145_n
651	3993_n	37138	3017_n	8392_n	51827_n	4022	83919_n
652	3959_n	36806	2982_n	8369_n	51520_n	3988	83692_n
653	3927_n	36473	2946_n	8346_n	51214_n	3952	83467_n

n	$\mathfrak{z}_1^I$	$\mathfrak{z}_1^{(1)}$	$\mathfrak{z}_2^{(0)}$	$\mathfrak{z}_2^I$
650″	7.6490	6.3747	6.84145	7.6490_n
651	6463	3714	83919	6461_n
652	6435	3680	83692	6432_n
653	6408	3647	83467	6403_n

Die Koeffizienten in Tafel V sind gleichfalls mit der Jupitersmasse multipliziert, sie sind als Logarithmen und in absoluter Zahl gegeben.

Tafel VI, 1

I. Die in den Formeln 1—24 auftretenden Hilfsgrössen.

n	Δ_1	Δ_2	Δ_3	Δ_4	Δ_5	Δ_6	Δ_7
650″	0.033264	0.064162	0.093006	0.317980	0.350018	0.379853	9.963974
651	033833	065220	094490	318276	350840	381132	963306
652	034398	066272	095964	318570	351658	382402	962640
653	034962	067318	097430	318862	352471	383665	961975

n	Δ_8	Δ_9	Δ_{10}	Δ_{11}	δ	μ	k_1
650″	9.924688	0 283391	0.66918	0.70114	8.900937	9.662945	0.000142
651	923226	283071	67034	70281	908582	662277	000142
652	921762	282752	67148	70448	916071	661610	000142
653	920298	282434	67263	70614	923414	660945	000141

n	k_2	k_3	k_4	l_1	l_2	λ_1	λ_2
650″	0.000095	0.301006	0.301101	6.880141_n	6.58562_n	8.302289	5.475000
651	000095	301006	301101	878473_n	58162_n	292733	454960
652	000094	301006	301100	876798_n	57761_n	283328	435225
653	000094	301007	301100	875117_n	57360_n	274064	415776

n	λ_3	λ_4	λ_5	λ_6	λ_7	λ_8	λ_9
650″	9.154957_n	8.662136	7.976722	7.720582	6.152378	5.659557_n	8.733592_n
651	138631_n	646552	963571	713850	133635	641556_n	725234_n
652	122609_n	631240	950553	707209	115193	623824_n	717024_n
653	106874_n	616173	937629	700648	097037	606336_n	708957_n

n	λ_{10}	λ_{12}	λ_{13}	λ_{14}	ν_1	ν_2	ν_3
650″	8.100021	7.54790	7.05508_n	6.56226	7.781707_n	7.82967	8.03204_n
651	093046	52356	03148_n	53940	771358_n	81756	02076_n
652	086164	49968	00831_n	51694	761163_n	80561	00966_n
653	079364	47622	6.98552_n	49482	751113_n	79382	7.99868_n

n	ν_4	A_1	A_2	B_1	B_2	B_3	G_1
650″	7.90839_n	4.536623_n	3.288740_n	7.847145_n	7.35443	7.229334_n	6.14639_n
651	88916_n	525260_n	280835_n	837838_n	35183	227159_n	12144_n
652	87024_n	514049_n	273098_n	828679_n	34932	224986_n	09671_n
653	85162_n	502988_n	265558_n	819657_n	34689	222814_n	07212_n

n	G_2	G_3	G_4	G_5	$(\gamma_1.1)$	$(\gamma_1.2)$	$(\gamma.2)$
650″	6.10707_n	5.40988	8.39272_n	8.56377	0.301006_n	7.73396	8.529633
651	09290_n	39600	38079_n	55326	301006_n	72394	520257
652	07894_n	38230	36906_n	54290	301006_n	71375	511032
653	06522_n	36876	35750_n	53268	301006_n	70348	501955

Tafel VI, 1—2.

n	$(\gamma.3)$	$(b_2.1)$	$(b_3.2)$	$(b_4.1)$	$(b_5.2)$	$(b_1.2)$	$(b_2.3)$
650″	7.278246$_n$	9.996934	8.44936	8.212907	9.537090	8.460003	7.655314$_n$
651	271144$_n$	996836	43967	204536	545286	451213	649027$_n$
652	264075$_n$	996737	43025	196316	553322	442567	642780$_n$
653	257033$_n$	996638	42107	188238	561233	434058	636567$_n$

n	$(b_1.4)$	$(b_2.5)$	$(\gamma.14)$	$(\gamma.15)$	$(\gamma.16)$	$(c_1.1)$	$(c_0.1)$
650″	7.343270$_n$	7.602394	8.56799	9.03128$_n$	8.89229	9.53538	6.49890$_n$
651	341962$_n$	600051	55877	02283$_n$	88438	54362	6.49634$_n$
652	340550$_n$	597702	54972	01456$_n$	87662	55169	6.49378$_n$
653	339040$_n$	595346	54091	00648$_n$	86901	55962	6.49120$_n$

n	$(c_0.2)$	γ_2	γ_3	γ_{14}	γ_{15}	γ_{16}
650″	6.49890	8.392949$_n$	7.900128	8.57477	9.03330$_n$	8.89412
651	49635	384936$_n$	892857	56540	02478$_n$	88618
652	49378	377070$_n$	885701	55620	01646$_n$	87835
653	49122	369343$_n$	878642	54724	00832$_n$	87068

2. Die in Formel 38 auftretenden Grössen.

n	q_1	q_4	q_5	r_1	$\mathfrak{q}_1$	$\mathfrak{q}_2$	p_1
650″	6.550757$_n$	6.976456	7.139328$_n$	6.263523$_n$	5.50018	5.898584$_n$	6.633064
651	549423$_n$	973972	137640$_n$	261462$_n$	48997	896396$_n$	631575
652	548082$_n$	971489	135941$_n$	259386$_n$	47997	894198$_n$	630076
653	546736$_n$	969006	134235$_n$	257293$_n$	47010	891994$_n$	628570

n	p_4	p_5	$\mathfrak{p}_1$	$\mathfrak{p}_2$	$\mathfrak{z}_1$	$\mathfrak{z}_2$
650″	6.994154$_n$	7.215538	6.822712$_n$	6.493382	6.82286$_n$	6.82286
651	991500$_n$	213673	820952$_n$	491461	82103$_n$	82104
652	988837$_n$	211796	819173$_n$	489507	81919$_n$	81920
653	986163$_n$	209906	817380$_n$	487523	81734$_n$	81736

Die Werte der Tafel VI sind als Logarithmen und in absoluter Zahl gegeben.

Tafel VII, 1—2.

1. Die Störungsglieder nullten Grades für $n = 650''$—$653''$.

n	$S_{0\cdot0\cdot0}$	$S_{1\cdot0\cdot0}$	$S_{2\cdot0\cdot0}$	$S_{3\cdot0\cdot0}$	$S_{4\cdot0\cdot0}$	$S_{5\cdot0\cdot0}$	$S_{6\cdot0\cdot0}$
650″	6.02022	6.0368_n	6.51749_n	6.2256_n	5.94530_n	5.6764_n	5.41508_n
651	01881	0341_n	51559_n	2230_n	94230_n	6730_n	41118_n
652	01738	0315_n	51368_n	2205_n	93930_n	6695_n	40728_n
653	01594	0289_n	51177_n	2179_n	93630_n	6661_n	40338_n

n	$S_{7\cdot0\cdot0}$	$S_{8\cdot0\cdot0}$	$R_{0\cdot0\cdot0}$	$R_{1\cdot0\cdot0}$	$R_{2\cdot0\cdot0}$	$R_{3\cdot0\cdot0}$	$R_{4\cdot0\cdot0}$
650″	5.1590_n	4.9069_n	5.71918	6.7844_n	7.81798	6.6030	6.02669
651	1547_n	9021_n	71778	7824_n	80830	5988	02247
652	1503_n	8973_n	71635	7804_n	79876	5946	01826
653	1460_n	8925_n	71491	7785_n	78937	5904	01406

n	$R_{5\cdot0\cdot0}$	$R_{6\cdot0\cdot0}$	$R_{7\cdot0\cdot0}$	$R_{8\cdot0\cdot0}$	$W_{0\cdot0\cdot0} = \gamma$	$W_{1\cdot0\cdot0}$	$W_{2\cdot0\cdot0}$
650″	5.5739	5.17873	4.8176	4.4792	5.81206	9.0707	9.85461_n
651	5694	17386	8124	4736	79268	0682	84454_n
652	5649	16901	8071	4679	77362	0657	83464_n
653	5604	16416	8019	4623	75483	0632	82487_n

n	$W_{3\cdot0\cdot0}$	$W_{4\cdot0\cdot0}$	$W_{5\cdot0\cdot0}$	$W_{6\cdot0\cdot0}$	$W_{7\cdot0\cdot0}$	$W_{8\cdot0\cdot0}$
650″	8.5354_n	7.80028_n	7.4149_n	6.99739_n	6.6211_n	6.2720_n
651	5309_n	79994_n	4102_n	99240_n	6158_n	2663_n
652	5265_n	79936_n	4055_n	98742_n	6104_n	2605_n
653	5220_n	79854_n	4009_n	98245_n	6051_n	2548_n

2. Die Störungsglieder ersten Grades für $n = 650''$—$653''$.

n	$S^{+1}_{0\cdot1\cdot0}$	$S^{+1}_{1\cdot1\cdot0}$	$S^{+1}_{2\cdot1\cdot0}$	$S^{+1}_{3\cdot1\cdot0}$	$S^{+1}_{4\cdot1\cdot0}$	$S^{+1}_{0\cdot0\cdot1}$	$S^{+1}_{1\cdot0\cdot1}$
650″	5.4502	5.9542	6.35398	6.1472	5.9255	5.89965_n	5.8209
651	4401	9519	35240	1453	9233	89745_n	8202
652	4303	9496	35083	1434	9212	89524_n	8195
653	4205	9473	34927	1415	9190	89302_n	8188

n	$S^{+1}_{2\cdot0\cdot1}$	$S^{+1}_{3\cdot0\cdot1}$	$S^{+1}_{4\cdot0\cdot1}$	$S^{-1}_{1\cdot1\cdot0}$	$S^{-1}_{2\cdot1\cdot0}$	$S^{-1}_{3\cdot1\cdot0}$	$S^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$
650″	6.00294	5.9622	5.8525	6.6218_n	8.14360	7.2570	6.91071
651	00106	9596	8494	6202_n	13439	2532	90720
652	5.99917	9571	8464	6186_n	12534	2494	90370
653	99729	9546	8433	6169_n	11642	2457	90020

Tafel VII, 2.

n	$S^{-1}_{5\cdot1\cdot0}$	$S^{-1}_{6\cdot1\cdot0}$	$S^{-1}_{8\cdot1\cdot0}$	$S^{-1}_{1\cdot0\cdot1}$	$S^{-1}_{2\cdot0\cdot1}$	$S^{-1}_{3\cdot0\cdot1}$	$S^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$
650″	6.6589	6.42113	5.9724	$-\infty$	7.31799_n	7.3371_n	7.07523_n
651	6548	41667	9671	$-\infty$	30978_n	3340_n	07248_n
652	6507	41221	9618	$-\infty$	30168_n	3309_n	06973_n
653	6466	40775	9566	$-\infty$	29366_n	3278_n	06698_n

n	$S^{-1}_{5\cdot0\cdot1}$	$S^{-1}_{6\cdot0\cdot1}$	$S^{-1}_{8\cdot0\,1}$	$R^{+1}_{1\cdot1\cdot0}$	$R^{+1}_{2\cdot1\cdot0}$	$R^{+1}_{3\cdot1\cdot0}$	$R^{+1}_{4\cdot1\cdot0}$
650″	6.8780_n	6.67379_n	6.2666_n	6.6831_n	6.52047_n	6.1050_n	5.7361_n
651	8746_n	67004_n	2621_n	6800_n	51801_n	1023_n	7331_n
652	8712_n	66630_n	2575_n	6768_n	51557_n	0996_n	7301_n
653	8678_n	66256_n	2530_n	6737_n	51314_n	0968_n	7272_n

n	$R^{+1}_{1\cdot0\cdot1}$	$R^{+1}_{2\cdot0\cdot1}$	$R^{+1}_{3\cdot0\cdot1}$	$R^{+1}_{4\cdot0\cdot1}$	$R^{-1}_{1\cdot1\cdot0}$	$R^{-1}_{2\cdot1\cdot0}$	$R^{-1}_{3\cdot1\cdot0}$
650″	6.0070_n	6.05851_n	5.8532_n	5.6155_n	6.4425_n	8.46636	7.8800
651	0078_n	05623_n	8501_n	6118_n	4435_n	45757	8783
652	0085_n	05396_n	8470_n	6081_n	4445_n	44893	8767
653	0092_n	05170_n	8439_n	6045_n	4455_n	44043	8751

n	$R^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$	$R^{-1}_{5\cdot1\cdot0}$	$R^{-1}_{6\cdot1\cdot0}$	$R^{-1}_{8\cdot1\cdot0}$	$R^{-1}_{1\cdot0\cdot1}$	$R^{-1}_{2\cdot0\cdot1}$	$R^{-1}_{3\cdot0\cdot1}$
650″	7.89139_n	6.9409_n	6.43383_n	5.6864_n	6.9448_n	7.68929_n	7.9957_n
651	87910_n	9343_n	42764_n	6798_n	9422_n	68214_n	9948_n
652	86702_n	9278_n	42147_n	6733_n	9396_n	67509_n	9940_n
653	85511_n	9213_n	41533_n	6668_n	9369_n	66812_n	9931_n

n	$R^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$	$R^{-1}_{5\cdot0\cdot1}$	$R^{-1}_{6\cdot0\cdot1}$	$R^{-1}_{8\cdot0\cdot1}$	$W^{+1}_{1\cdot1\cdot0}$	$W^{+1}_{2\cdot1\cdot0}$	$W^{+1}_{3\cdot1\cdot0}$
650″	8.07388	7.1986	6.72336	6.0134	8.3924_n	9.76125	8.5868
651	06309	1928	71794	0076	3920_n	75171	5828
652	05246	1870	71253	0019	3916_n	74232	5788
653	04196	1813	70715	5.9962	3911_n	73308	5749

n	$W^{+1}_{4\cdot1\cdot0}$	$W^{+1}_{1\cdot0\cdot1}$	$W^{+1}_{2\cdot0\cdot1}$	$W^{+1}_{3\cdot0\cdot1}$	$W^{+1}_{4\cdot0\cdot1}$	$W^{-1}_{1\cdot1\cdot0}$	$W^{-1}_{2\cdot1\cdot0}$
650″	8.0370	8.0012	7.95834	7.7097	7.4453	9.2944	1.25014_n
651	0330	0014	95587	7065	4415	2921	23448_n
652	0291	0015	95341	7032	4377	2899	21912_n
653	0252	0017	95096	7000	4339	2876	20405_n

n	$W^{-1}_{3\cdot1\cdot0}$	$W^{-1}_{4\cdot1\cdot0}$	$W^{-1}_{5\cdot1\cdot0}$	$W^{-1}_{6\cdot1\cdot0}$	$W^{-1}_{8\cdot1\cdot0}$	$W^{-1}_{1\cdot0\cdot1}$	$W^{-1}_{2\cdot0\cdot1}$
650″	0.0452_n	9.93186	8.9011	8.26766	7.5554	9.3410_n	0.75731
651	0425_n	91896	8942	26474	5488	3391_n	74240
652	0400_n	90627	8874	26161	5422	3371_n	72775
653	0375_n	89377	8807	25832	5357	3352_n	71335

Tafel VII, 2–3.

n	$W^{-1}_{3\cdot0\cdot1}$	$W^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$	$W^{-1}_{5\cdot0\cdot1}$	$W^{-1}_{6\cdot0\cdot1}$	$W^{-1}_{8\cdot0\cdot1}$	$Z^{+1}_{1\cdot1\cdot0} = -Z^{+1}_{1\cdot0\cdot1}$	$Z^{+1}_{2\cdot1\cdot0} = -Z^{+1}_{2\cdot0\cdot1}$
650″	0.2125	0.09236_n	9.1206_n	8.52054_n	7.8294_n	6.5541	5.9996
651	2103	08086_n	1143_n	51757_n	8235_n	5508	9958
652	2082	06954_n	1081_n	51445_n	8176_n	5475	9919
653	2062	05835_n	1020_n	51122_n	8117_n	5441	9881

n	$Z^{+1}_{3\cdot1\cdot0} = -Z^{+1}_{3\cdot0\cdot1}$	$Z^{-1}_{1\cdot1\cdot0} = -Z^{-1}_{1\cdot0\cdot1}$	$Z^{-1}_{2\cdot1\cdot0} = -Z^{-1}_{2\cdot0\cdot1}$	$Z^{-1}_{3\cdot1\cdot0} = -Z^{-1}_{3\cdot0\cdot1}$	$Z^{-1}_{4\cdot1\cdot0} = -Z^{-1}_{4\cdot0\cdot1}$	$Z^{-1}_{5\cdot1\cdot0} = -Z^{-1}_{5\cdot0\cdot1}$	$Z^{-1}_{6\cdot1\cdot0} = -Z^{-1}_{6\cdot0\cdot1}$
650″	5.5722	6.8436	6.8442	6.9014	6.9635_n	6.0645_n	5.5482_n
651	5679	8406	8421	9006	9527_n	0583_n	5423_n
652	5636	8377	8399	8998	9421_n	0520_n	5363_n
653	5593	8348	8377	8990	9316_n	0458_n	5304_n

n	ς	$\varkappa_1$	τ	$\sin\iota_1$	Für Jupiter
650″	6.63955	8.45865	6.52183	8.35962	$\lg\eta' = \lg\varkappa' = 8.68351$
651	63444	46030	52000	35962	
652	62946	46186	51816	35963	$\lg\sin j' = \lg\sin\iota' = 8.35961$
653	62461	46334	51631	35963	

$R^{+1}_{0\cdot1\cdot0}$ und $R^{+1}_{0\cdot0\cdot1}$, $Z^{+1}_{0\cdot1\cdot0}$ und $Z^{+1}_{0\cdot0\cdot1}$ sind erledigt durch die Rechnung von $(\varrho) = \eta\cos\mathrm{v}$ und $(\zeta) = \sin j\sin\mathfrak{v}$.

---

3. Die Störungsglieder zweiten Grades für $n = 650''$—$653''$.

n	$S_{2\cdot2\cdot0}$	$S_{4\cdot2\cdot0}$	$S^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	$S^{+1}_{4\cdot1\cdot1}$	$S^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	$S^{-1}_{4\cdot1\cdot1}$	$S_{2\cdot0\cdot2}$
650″	6.8415_n	6.502_n	6.5658	6.800	6.7932_n	6.748_n	6.7247
651	8393_n	499_n	5631	798	7911_n	745_n	7235
652	8370_n	497_n	5603	796	7890_n	741_n	7223
653	8348_n	495_n	5576	794	7868_n	738_n	7211

n	$S_{4\cdot0\cdot2}$	$S^{+2}_{2\cdot2\cdot0}$	$S^{+2}_{2\cdot1\cdot1}$	$S^{+2}_{2\cdot0\cdot2}$	$S^{-2}_{1\cdot2\cdot0}$	$S^{-2}_{2\cdot2\cdot0}$	$S^{-2}_{3\cdot2\cdot0}$
650″	6.924	6.154_n	5.967_n	5.514_n	6.416	7.3720	7.847
651	921	153_n	966_n	511_n	414	3706	847
652	918	151_n	965_n	508_n	412	3691	846
653	915	150_n	964_n	505_n	410	3677	846

n	$S^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$	$S^{-2}_{5\cdot2\cdot0}$	$S^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	$S^{-2}_{1\cdot1\cdot1}$	$S^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	$S^{-2}_{3\cdot1\cdot1}$	$S^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$
650″	8.2655_n	7.570_n	7.2614_n	$-\infty$	6.9147_n	8.115_n	8.6227
651	2540_n	564_n	2560_n	$-\infty$	9128_n	116_n	6125
652	2427_n	558_n	2506_n	$-\infty$	9110_n	116_n	6025
653	2317_n	553_n	2452_n	$-\infty$	9092_n	116_n	5926

Tafel VII, 3.

n	$S^{+2}_{5\cdot1\cdot1}$	$S^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	$S^{-2}_{1\cdot0\cdot2}$	$S^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$	$S^{-2}_{3\cdot0\cdot2}$	$S^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$S^{-2}_{5\cdot0\cdot2}$
650″	8.011	7.7470	5.950_n	$-\infty$	7.097	8.3406_n	7.831_n
651	006	7423	948_n	$-\infty$	097	3312_n	827_n
652	001	7376	945_n	$-\infty$	097	3220_n	822_n
653	7.996	7328	943_n	$-\infty$	098	3129_n	818_n

n	$S^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$	$\overline{S}_{2\cdot2\cdot0}$	$\overline{S}^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{S}^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{S}_{2\cdot0\cdot2}$	$\overline{S}^{-2}_{2\cdot2\cdot0}$	$\overline{S}^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$
650″	7.6250_n	6.6770	6.8082_n	6.4881_n	6.6770	$-\infty$	7.0184_n
651	6209_n	6739	8054_n	4844_n	6739	$-\infty$	0076_n
652	6169_n	6708	8025_n	4808_n	6708	$-\infty$	6.9971_n
653	6129_n	6677	7997_n	4772_n	6677	$-\infty$	9867_n

n	$\overline{S}^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	$\overline{S}^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{S}^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$	$\overline{S}^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	$\overline{S}^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$	$\overline{S}^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$\overline{S}^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$
650″	6.0586_n	$-\infty$	7.3194	6.3597	$-\infty$	7.0184_n	6.0586_n
651	0532_n	$-\infty$	3087	3543	$-\infty$	0076_n	0532_n
652	0478_n	$-\infty$	2981	3489	$-\infty$	6.9971_n	0478_n
653	0424_n	$-\infty$	2877	3435	$-\infty$	9867_n	0424_n

n	$R_{2\cdot2\cdot0}$	$R_{4\cdot2\cdot0}$	$R^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	$R^{+1}_{4\cdot1\cdot1}$	$R^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	$R^{-1}_{4\cdot1\cdot1}$	$R_{2\cdot0\cdot2}$
650″	8.1813	6.539	8.2417_n	6.941_n	7.9239	6.761	7.7759_n
651	1680	535	2277_n	938_n	9160	756	7716_n
652	1551	531	2140_n	935_n	9081	751	7673_n
653	1424	527	2007_n	931_n	9002	747	7628_n

n	$R_{4\cdot0\cdot2}$	$R^{+2}_{2\cdot2\cdot0}$	$R^{+2}_{2\cdot1\cdot1}$	$R^{+2}_{2\cdot0\cdot2}$	$R^{-2}_{1\cdot2\cdot0}$	$R^{-2}_{2\cdot2\cdot0}$	$R^{-2}_{3\cdot2\cdot0}$
650″	6.976_n	6.075	5.602	5.205	6.748	8.2384	8.142
651	972_n	073	603	202	745	2322	142
652	968_n	070	603	199	742	2261	142
653	965_n	068	604	197	739	2200	141

n	$R^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$	$R^{-2}_{5\cdot2\cdot0}$	$R^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	$R^{-2}_{1\cdot1\cdot1}$	$R^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	$R^{-2}_{3\cdot1\cdot1}$	$R^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$
650″	8.6027_n	8.273_n	8.0682	7.266_n	8.0636	8.379_n	8.9686
651	5921_n	272_n	0532	264_n	0464	380_n	9593
652	5817_n	271_n	0384	262_n	0295	380_n	9503
653	5715_n	270_n	0239	260_n	0130	381_n	9414

n	$R^{-2}_{5\cdot1\cdot1}$	$R^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	$R^{-2}_{1\cdot0\cdot2}$	$R^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$	$R^{-2}_{3\cdot0\cdot2}$	$R^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$R^{-2}_{5\cdot0\cdot2}$
650″	8.733	8.5620_n	6.858	8.0898_n	6.764	8.6986_n	8.580_n
651	733	5482_n	856	0759_n	775	6904_n	581_n
652	733	5346_n	853	0624_n	785	6823_n	581_n
653	733	5213_n	851	0492_n	795	6744_n	582_n

Tafel VII, 3.

n	$R^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$	$\overline{R}_{2\cdot2\cdot0} = \overline{R}_{2\cdot0\cdot2}$	$\overline{R}^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{R}^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{R}^{-2}_{2\cdot2\cdot0} = \overline{R}^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$	$\overline{R}^{-2}_{4\cdot2\cdot0} = \overline{R}^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$\overline{R}^{-2}_{6\cdot2\cdot0} = \overline{R}^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$
650″	8.4574	8.1141_n	8.2138	7.9844	7.6678_n	7.4223_n	6.9766
651	4447	1030_n	2030	9729	6574_n	4134_n	9634
652	4323	0921_n	1923	9615	6473_n	4046_n	9503
653	4201	0813_n	1818	9503	6373_n	3959_n	9374

n	$\overline{R}^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{R}^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$	$\overline{R}^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	$W_{2\cdot2\cdot0}$	$W_{4\cdot2\cdot0}$	$W^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	$W^{+1}_{4\cdot1\cdot1}$
650″	7.9688	7.7233	7.2777_n	0.0648	9.8346_n	0.0803	0.0163
651	9585	7144	2644_n	0620	8226_n	0620	0057
652	9483	7056	2513_n	0590	8108_n	0440	9.9952
653	9383	6970	2384_n	0559	7991_n	0264	9849

n	$W^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$	$W^{-1}_{4\cdot1\cdot1}$	$W_{2\cdot0\cdot2}$	$W_{4\cdot0\cdot2}$	$W^{+2}_{2\cdot2\cdot0}$	$W^{+2}_{2\cdot1\cdot1}$	$W^{+2}_{2\cdot0\cdot2}$
650″	9.9765_n	8.704_n	9.8207	8.860	9.6036_n	8.060_n	7.081_n
651	9683_n	700_n	8160	856	5944_n	058_n	078_n
652	9602_n	695_n	8112	852	5853_n	056_n	074_n
653	9522_n	690_n	8063	848	5763_n	054_n	071_n

n	$W^{-2}_{1\cdot2\cdot0}$	$W^{-2}_{2\cdot2\cdot0}$	$W^{-2}_{3\cdot2\cdot0}$	$W^{-2}_{4\cdot2\cdot0}$	$W^{-2}_{5\cdot2\cdot0}$	$W^{-2}_{6\cdot2\cdot0}$	$W^{-2}_{1\cdot1\cdot1}$
650″	8.269_n	0.1292_n	9.226	1.1699	0.400	0.0862_n	8.614_n
651	264_n	1187_n	243	1517	397	0708_n	614_n
652	260_n	1084_n	258	1338	395	0556_n	614_n
653	255_n	0984_n	271	1163	393	0407_n	613_n

n	$W^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	$W^{-2}_{3\cdot1\cdot1}$	$W^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$	$W^{-2}_{5\cdot1\cdot1}$	$W^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	$W^{-2}_{1\cdot0\cdot2}$	$W^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$
650″	0.3572	0.043_n	1.5985_n	0.880_n	0.5715	8.779	0.1850_n
651	3446	051_n	5820_n	878_n	5570	777	1718_n
652	3322	058_n	5659_n	876_n	5428	775	1589_n
653	3202	065_n	5502_n	875_n	5288	773	1464_n

n	$W^{-2}_{3\cdot0\cdot2}$	$W^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$W^{-2}_{5\cdot0\cdot2}$	$W^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$	$\overline{W}_{2\cdot2\cdot0} = \overline{W}_{2\cdot0\cdot2}$	$\overline{W}^{+1}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{W}^{-1}_{2\cdot1\cdot1}$
650″	8.13_n	1.4523	0.755	0.4544_n	0.1479	0.2482_n	0.0172_n
651	7.96_n	4367	753	4408_n	1363	2369_n	0052_n
652	7.69_n	4213	752	4275_n	1250	2258_n	9.9934_n
653	6.90_n	4062	751	4144_n	1138	2149_n	9818_n

n	$\overline{W}^{-2}_{2\cdot2\cdot0} = \overline{W}^{-2}_{2\cdot0\cdot2}$	$\overline{W}^{-2}_{4\cdot2\cdot0} = \overline{W}^{-2}_{4\cdot0\cdot2}$	$\overline{W}^{-2}_{6\cdot2\cdot0} = \overline{W}^{-2}_{6\cdot0\cdot2}$	$\overline{W}^{-2}_{2\cdot1\cdot1}$	$\overline{W}^{-2}_{4\cdot1\cdot1}$	$\overline{W}^{-2}_{6\cdot1\cdot1}$	(1)
650″	9.7629_n	0.1840	8.9683_n	0.0640	0.4851_n	9.2693	3.7916
651	7533_n	1679	9540_n	0543	4689_n	2550	7727
652	7438_n	1521	9399_n	0448	4531_n	2409	7538
653	7345_n	1365	9259_n	0355	4376_n	2270	7352

Tafel VII, 3

n	(II)	$Z^{+1}_{2\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = -Z^{+1}_{2\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$	$Z^{+1}_{2\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -Z^{+1}_{2\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$	$Z^{-1}_{2\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = -Z^{-1}_{2\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$	$Z^{-1}_{2\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -Z^{-1}_{2\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$	$Z^{-2}_{2\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = -Z^{-2}_{2\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$	$Z^{-2}_{6\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = -Z^{-2}_{6\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0}$
650″	7.5479	7.9904_n	8.0732	7.9507	5.498	8.2559_n	7.3089
651	5236	9790_n	0622	9401	595	2458_n	2961
652	4997	9678_n	0514	9297	676	2358_n	2834
653	4762	9567_n	0408	9194	741	2260_n	2709

n	$Z^{-2}_{2\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -Z^{-2}_{2\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$	$Z^{-2}_{6\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -Z^{-2}_{6\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1}$
650″	8.1490	7.5632_n
651	1387	5510_n
652	1286	5391_n
653	1187	5273_n

Zu bemerken ist noch, dass ist:

$$p \,.\, \text{sec.}\; W = [W_{0\cdot0\cdot0} + (\text{I}) + (\text{II})\,\varkappa^2]\,v.$$

Die in Tafel VII, 1—3 angeführten Zahlen sind durchweg Logarithmen, zu denen mit Ausnahme der Logarithmen, welche die Kennziffer 0 und 1 haben, — 10 hinzuzufügen ist. Alle Werte sind mit einer Dezimale mehr gerechnet und erst in der Tafel um diese gekürzt. Die Werte der S-, R- und Z-Koeffizienten sind in absoluter Zahl, die W-Koeffizienten dagegen in Einheiten des Grades gegeben; die säkularen Bestandteile $W_{0\cdot0\cdot0}$, (I) und (II) sind gleichfalls in absoluter Zahl mitgeteilt.

Tafel VIII—X.

Abgekürzte Bewegungstafeln des Planeten (86) Semele für die Jahre 1900—1951 mit Hilfstafeln für die Säkularvariation der Elemente und Zusammenstellung der Formeln.

Tafel VIII: 1) Tafel zur Berechnung der Gyldénschen mittleren Länge L und der genäherten wahren Länge $[v]$ für eine gegebene Epoche.

2) Die grösseren Störungsglieder in R und W.

3) Die kleineren Störungsbeträge in R und W sowie die Neigungsstörungen und gewisse langperiodische elementare Funktionen.

4) Tafel zur Berechnung der Differentialquotienten $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$ bei der Bestimmung oskulierender Elemente.

Tafel IX: Hilfstafeln zur Säkularvariation der absoluten Elemente von (86) Semele.

Tafel X: 1) Zusammenstellung der für die Berechnung eines heliozentrischen Ortes sowie der instantanen und oskulierenden Elemente, bezogen auf Ekliptik und Aequinox 1850.0, nötigen Formeln.

2) Zusammenstellung der für die Verbesserung absoluter Bahnen des Hekuba-Typus (Säkularvariation der Elemente) nötigen Formeln unter Anlehnung an die Oppolzersche und Tietjensche Bahnverbesserungsmethode.

Tafel VIII, 1.

1) Tafel zur Berechnung der Gyldénschen mittleren Länge L und der genäherten wahren Länge $[v]$ für eine gegebene Epoche für (86) Semele.

Jahr	L	Jahr	L
1900	1551°.550	1926	3259°.659
		27	3325.314
1901	1617°.205	*28	3390.969
02	1682.860	29	3456.804
03	1748.515	30	3522.458
*04	1814.170		
05	1880.005	1931	3588°.113
06	1945.660	*32	3653.768
07	2011.315	33	3719.603
*08	2076.970	34	3785.258
09	2142.805	35	3850.913
10	2208.460	*36	3916.568
		37	3982.403
1911	2274°.115	38	4048.058
*12	2339.770	39	4113.713
13	2405.605	*40	4179.368
14	2471.260		
15	2536.915	1941	4245°.203
*16	2602.570	42	4310.858
17	2668.405	43	4376.513
18	2734.060	*44	4442.168
19	2799.715	45	4508.003
*20	2865.369	46	4573.658
		47	4639.313
1921	2931°.204	*48	4704.968
22	2996.859	49	4770.803
23	3062.514	50	4836.457
*24	3128.169		
25	3194.004	1951	4902°.112

Die Schaltjahre sind mit * bezeichnet.

Tag	L
1	0°.180
2	0.360
3	0.540
4	0.720
5	0.899
6	1.079
7	1.259
8	1.439
9	1.619
10	1.799
11	1°.979
12	2.159
13	2.339
14	2.519
15	2.698
16	2.878
17	3.058
18	3.238
19	3.418
20	3.597
21	3°.777
22	3.957
23	4.137
24	4.317
25	4.496
26	4.676
27	4.856
28	5.036
29	5.216
30	5.396
31	5°.576

Monat		L Gemeinjahr	L Schaltjahr
Jan.	0	0°.000	0°.000
Febr.	0	5.576	5.576
März	0	10.613	10.793
April	0	16.189	16.369
Mai	0	21.585	21.765
Juni	0	27.161	27.341
Juli	0	32°.558	32°.738
Aug.	0	38.134	38.314
Sept.	0	43.710	43.890
Okt.	0	49.106	49.286
Nov.	0	54.683	54.862
Dez.	0	60.079	60.259

Stunde	L	Stunde	L
2	0°.015	14	0°.105
4	30	16	20
6	45	18	35
8	60	20	50
10	75	22	65
12	90	24	80

L	$[v]$	Diff.
1570°	1593°.5	
		8.0
80	1601.5	7.5
90	1609.0	7.2
1600°	1616°.2	
		7.0
10	1623.2	6.8
20	1630.0	6.7
30	1636.7	6.7
40	1643.4	6.6
50	1650.0	6.6
60	1656.6	6.7
70	1663.3	6.8
80	1670.1	7.0
90	1677.1	7.2
1700°	1684°.3	
		7.4
10	1691.7	7.9
20	1699.6	8.3
30	1707.9	8.8
40	1716.7	9.5
50	1726.2	10.4
60	1736.6	11.4
70	1748.0	12.4
80	1760.4	13.4
90	1773.8	14.4
1800°	1788°.2	
		15.2
10	1803.4	15.8
20	1819.2	16.0
30	1835.2	15.8
40	1851.0	15.1
50	1866.1	14.4
60	1880.5	13.3
70	1893.8	12.2
80	1906.0	11.3
90	1917.3	10.4
1900°	1927°.7	
		9.5
10	1937.2	8.8
20	1946.0	8.3
30	1954.3	7.9
40	1962.2	7.6
50	1969.8	7.2
60	1977.0	6.9
70	1983.9	6.8
80	1990.7	6.7
90	1997.4	6.6
2000°	2004°.0	
		6.7
10	2010.7	6.6
20	2017.3	6.8
30	2024.1	6.8
40	2030.9	7.0

Tafel VIII, 1.

L	$[v]$	Diff.	L	$[v]$	Diff.	L	$[v]$	Diff.	L	$[v]$	Diff.	L	$[v]$	Diff.
2050°	2037°9		2600°	2626°4		3150°	3132°6		3700°	3722°0		4250°	4224°5	
		7.2			11.0			8.0			10.0			8.4
60	2045.1		10	2637.4		60	3140.6		10	3732.0		60	4232.9	
		7.6			10.2			8.3			9.3			8.9
70	2052.7		20	2647.6		70	3148.9		20	3741.3		70	4241.8	
		7.9			9.4			8.9			8.8			9.6
80	2060.6		30	2657.0		80	3157.8		30	3750.1		80	4251.4	
		8.4			8.8			9.5			8.2			10,4
90	2069.0		40	2665.8		90	3167.3		40	3758.3		90	4261.8	
		9.0			8.3			10.2			7.8			11.3
			50	2674.1					50	3766.1				
					7.9						7.5			
2100°	2078°0		60	2682.0		3200°	3177°5		60	3773.6		4300°	4273°1	
		9.7			7.6			11.0			7.2			12.1
10	2087.7		70	2689.6		10	3188.5		70	3780.8		10	4285.2	
		10.5			7.3			12.0			7.0			13.1
20	2098.2		80	2696 9		20	3200.5		80	3787.8		20	4298.3	
		11.4			7.0			12.9			6.9			14.1
30	2109.6		90	2703.9		30	3213.4		90	3794.7		30	4312.4	
		12.5			6.8			13.8			6.8			14.8
40	2122.1					40	3227.2					40	4327.2	
		13.4						14.4						15.3
50	2135.5		2700°	2710°7		50	3241.6		3800°	3801°5		50	4342.5	
		14.3			6.7			14.9			6.7			15.6
60	2149.8		10	2717.4		60	3256.5		10	3808.2		60	4358.1	
		15.1			6.7			15.3			6.7			15.3
70	2164.9		20	2724.1		70	3271.8		20	3814.9		70	4373.4	
		15.9			6.7			15.4			6.7			14.8
80	2180.8		30	2730.8		80	3287.2		30	3821.6		80	4388.2	
		16.0			6.7			15.0			6 8			14.2
90	2196.8		40	2737.5		90	3302.2		40	3828.4		90	4402.4	
		15.8			6.7			14.2			7.0			13.2
			50	2744.2					50	3835.4				
					6.8						7.1			
2200°	2212°6		60	2751.0		3300°	3316°4		60	3842.5		4400°	4415°6	
		15.0			7.0			13.3			7.3			12.3
10	2227.6		70	2758.0		10	3329.7		70	3849.8		10	4427.9	
		14.1			7.3			12.3			7.7			11.2
20	2241.7		80	2765.3		20	3342.0		80	3857.5		20	4439.1	
		13.1			7.7			11.3			8.1			10.4
30	2254.8		90	2773.0		30	3353.3		90	3865.6		30	4449.5	
		12.1			8.0			10.5			8 4			9.6
40	2266.9					40	3363.8					40	4459.1	
		11.2						9.8						9.0
50	2278.1		2800°	2781°0		50	3373.6		3900°	3874°0		50	4468.1	
		10.3			8.5			9.2			9.1			8.4
60	2288.4		10	2789.5		60	3382.8		10	3883.1		60	4476.5	
		9.4			9.1			8.7			9.8			8 0
70	2297.8		20	2798.6		70	3391.5		20	3892.9		70	4484.5	
		8.8			9.7			8.0			10.5			7.7
80	2306.6		30	2808.3		80	3399.5		30	3903.4		80	4492.2	
		8.3			10.5			7.8			11.3			7.3
90	2314.9		40	2818.8		90	3407.3		40	3914.7		90	4499.5	
		7.8			11.3			7.5			12.2			7.1
			50	2830.1					50	3926.9				
					12.3						13.1			
2300°	2322°7		60	2842 4		3400°	3414°8		60	3940.0		4500°	4506°6	
		7.5			13.3			7.2			14.1			6.9
10	2330.2		70	2855.7		10	3422.0		70	3954.1		10	4513.5	
		7.2			14.2			7.0			15.0			6.8
20	2337.4		80	2869.9		20	3429.0		80	3969.1		20	4520.3	
		6 9			15.0			6.8			15.4			6.6
30	2344.3		90	2884.9		30	3435.8		90	3984.5		30	4526.9	
		6.9			15.5			6.8			15.5			6.6
40	2351.2					40	3442.6					40	4533.5	
		6.8						6.7						6.6
50	2358.0		2900°	2900°4		50	3449.3		4000°	4000°0		50	4540.1	
		6.6			15.5			6 7			15.3			6.8
60	2364.6		10	2915.9		60	3456.0		10	4015.3		60	4546.9	
		6.6			15.5			6.8			14.8			6.8
70	2371.2		20	2931.4		70	3462.8		20	4030.1		70	4553.7	
		6.7			14.9			6.9			13.9			7.0
80	2377.9		30	2946.3		80	3469.7		30	4044.0		80	4560.7	
		6.7			14.1			7.0			13.0			7.2
90	2384.6		40	2960.4		90	3476.7		40	4057.0		90	4567.9	
		6.9			13.1			7.3			12.0			7.6
			50	2973.5					50	4069.0				
					12.0						11.2			
2400°	2391°5		60	2985.5		3500°	3484°0		60	4080.2		4600°	4575°5	
		7.0			11.0			7.5			10.3			7.9
10	2398.5		70	2996.5		10	3491.5		70	4090.5		10	4583.4	
		7.2			10.1			7.8			9.5			8.3
20	2405.7		80	3006.6		20	3499.3		80	4100.0		20	4591.7	
		7.6			9.5			8.2			8.8			8.8
30	2413.3		90	3016.1		30	3507.5		90	4108.8		30	4600.5	
		8.0			8.9			8.7			8.4			9.5
40	2421.3					40	3516.2					40	4610 0	
		8.4						9.4						10.3
50	2429.7		3000°	3025°0		50	3525.6		4100°	4117°2		50	4620.3	
		9.1			8.4			10.1			8.0			11.1
60	2438.8		10	3033.4		60	3535.7		10	4125.2		60	4631.4	
		9.8			8.0			10.9			7.6			12.2
70	2448.6		20	3041.4		70	3546.6		20	4132.8		70	4643.6	
		10.6			7.5			11.7			7.3			13.2
80	2459.2		30	3048.9		80	3558.3		30	4140.1		80	4656.8	
		11.5			7.3			12.6			7.1			14.1
90	2470.7		40	3056.2		90	3570.9		40	4147.2		90	4670.9	
		12.5			7.1			13.6			6.9			15.1
			50	3063.3					50	4154.1				
					6.9						6.8			
2500°	2483°2		60	3070.2		3600°	3584°5		60	4160.9		4700°	4686°0	
		13.4			6.7			14.3			6.7			15.6
10	2496.6		70	3076.9		10	3598.8		70	4167.6		10	4701.6	
		14.3			6.7			15.0			6.7			15.7
20	2510.9		80	3083.6		20	3613.8		80	4174.3		20	4717.3	
		15.1			6.7			15.3			6.7			15.7
30	2526.0		90	3090.3		30	3629.1		90	4181.0		30	4733.0	
		15.6			6.7			15.4			6.8			15.2
40	2541.6					40	3644.5					40	4748.2	
		15.7						15.1						14.4
50	2557.3		3100°	3097°0		50	3659.6		4200°	4187°8		50	4762.6	
		15.3			6.8			14.3			6.9			13.4
60	2572.6		10	3103.8		60	3673.9		10	4194.7		60	4776.0	
		14.8			6.8			13.3			7.0			12.3
70	2587.4		20	3110.6		70	3687.2		20	4201.7		70	4788.3	
		14.0			7.1			12.4			7.2			11.3
80	2601.4		30	3117.7		80	3699.6		30	4208.9		80	4799.6	
		13.0			7.3			11.6			7.6			10.3
90	2614.4		4	3125.0		90	3711.2		40	4216.5		90	4809.9	
		12.0			7.6			10.8			8.0			9.5

Tafel VIII, 1—2.

L	$[v]$	Diff.	L	$[v]$	Diff.	L	$[v]$	Diff.
4800°	4819?4		4850°	4859?8		4900°	4893?6	
		9.0			7.0			6.7
10	4828.4		60	4866.8		10	4900.3	
		8.4			6.8			6.7
20	4836.8		70	4873.6		20	4907.0	
		8.0			6.7			
30	4844.8		80	4880.3				
		7.7			6.7			
40	4852.5		90	4887.0				
		7.3			6.6			

---

2) Tafel zur Berechnung der grösseren Störungen in R und W für (86) Semele.

v	$R_{c\cdot 0}$	$R_{c\cdot 1}$	$R_{c\cdot 2}$	$R_{s\cdot 1}$	$R_{s\cdot 2}$	$W_{c\cdot 0} = \nabla$ [1])		$W_{c\cdot 1}$	$E_1^c + W_{c\cdot 2}$	$W_{s\cdot 1}$	$E_1^s + W_{s\cdot 2}$
1600°	+ 518	— 28	+ 723	— 5	+ 100	— 1?197	203	+ 30	+ 11?506	+ 21	— 22?340
50	509	24	720	0	64	1.400	201	37	479	18	342
1700	499	19	713	+ 6	+ 27	1.601	197	44	451	16	344
50	487	13	705	13	— 11	1.798	191	52	421	12	343
1800	471	— 5	695	20	49	1.989	183	60	391	+ 7	339
50	453	+ 3	683	28	88	2.172	176	68	361	0	336
1900	432	13	669	36	128	2.348	168	76	333	— 10	331
50	408	24	653	43	168	2.516	157	82	304	21	323
2000	381	36	634	51	209	2.673	144	89	274	33	314
50	352	48	612	60	251	2.817	131	94	244	47	304
2100°	+ 321	+ 62	+ 588	+ 67	— 292	— 2?948	117	+ 97	+ 11?214	— 62	— 22?291
50	286	76	562	73	333	3.065	102	97	183	78	273
2200	249	91	534	78	375	3.167	86	98	152	95	254
50	208	106	502	83	416	3.253	68	95	121	112	234
2300	165	121	467	85	457	3.321	49	91	092	130	210
50	121	136	430	87	497	3.370	29	86	063	148	181
2400	76	150	390	85	537	3.399	10	78	034	166	149
50	+ 28	165	346	83	577	3.409	12	67	007	184	114
2500	— 22	179	299	80	615	3.397	32	53	10.982	201	076
50	71	191	250	76	651	3.365	53	38	959	218	034
2600°	— 121	+ 201	+ 198	+ 68	— 685	— 3?312	74	+ 21	+ 10?938	— 233	— 21?988
50	171	210	143	59	715	3.238	95	+ 1	921	247	939
2700	222	217	85	49	741	3.143	115	— 22	907	258	887
50	272	222	+ 25	38	764	3.028	135	44	896	266	831

Tafel VIII, 2.

v	$R_{c\cdot 0}$	$R_{c\cdot 1}$	$R_{c\cdot 2}$	$R_{s\cdot 1}$	$R_{s\cdot 2}$	$W_{c\cdot 0} = V$ [1]		$W_{c\cdot 1}$	$E_1^c + W_{c\cdot 2}$	$W_{s\cdot 1}$	$E_1^s + W_{s\cdot 2}$
2800°	− 321	+ 226	− 36	+ 25	− 783	− 2°893		− 68	+ 10°890	− 272	− 21°772
50	368	228	99	+ 11	798	2.740	153	95	888	276	712
2900	414	225	163	− 5	809	2.569	171	121	891	278	650
50	458	222	227	20	814	2.380	189	146	899	277	586
3000	500	218	293	35	814	2.173	207	172	913	275	519
50	539	211	358	50	810	1.950	223	197	931	268	453
3100	575	201	422	66	800	1.713	237	222	953	258	387
50	608	189	483	82	785	1.464	249	246	982	246	323
3200	639	175	543	96	764	1.202	262	270	11.018	232	261
50	666	158	600	110	739	0.930	272	290	058	216	200
							281				
3300°	− 689	+ 140	− 655	− 124	− 708	− 0°649		− 309	+ 11°103	− 198	− 21°141
50	707	121	707	136	673	0.360	289	327	153	177	084
3400	721	101	754	146	634	− 0.065	295	341	207	154	030
50	733	79	797	155	590	+ 0.233	298	352	265	130	20.980
3500	740	57	835	163	542	0.533	300	360	326	104	936
50	743	34	868	168	492	0.835	302	367	389	79	895
3600	741	+ 11	897	172	439	1.140	305	371	456	53	860
50	735	− 13	920	174	384	1.440	300	372	525	27	830
3700	726	35	936	176	326	1.737	297	370	597	− 1	805
50	713	57	947	176	266	2.029	292	364	668	+ 25	785
							287				
3800°	− 695	− 79	− 951	− 173	− 206	+ 2°316		− 355	+ 11°741	+ 50	− 20°769
50	674	100	951	169	146	2.595	279	345	814	73	760
3900	649	119	945	163	85	2.864	269	333	885	94	758
50	620	136	933	154	− 27	3.123	259	318	954	115	760
4000	589	151	916	145	+ 30	3.369	246	300	12.022	134	765
50	555	165	894	135	85	3.603	234	281	087	150	775
4100	518	177	867	125	140	3.824	221	260	150	163	791
50	479	187	836	115	193	4.029	205	237	211	175	811
4200	438	194	800	103	243	4.218	189	214	267	185	836
50	395	200	762	90	289	4.390	172	190	319	193	863
							154				
4300°	− 350	− 203	− 720	− 78	+ 331	+ 4°544		− 167	+ 12°368	+ 197	− 20°893
50	303	203	676	66	371	4.680	136	143	414	197	924
4400	257	201	629	54	408	4.799	119	119	456	196	957
50	211	198	579	42	441	4.899	100	97	493	192	992
4500	163	192	530	31	471	4.979	80	75	526	186	21.028
50	116	183	479	21	498	5.041	62	55	555	179	064
4600	69	173	426	11	522	5.083	42	37	58 0	171	101
50	− 24	162	375	− 3	543	5.106	23	20	601	161	139
4700	+ 21	150	322	+ 4	560	5.110	4	− 4	619	149	177
50	64	138	270	10	575	5.097	13	+ 10	634	136	213
							29				
4800°	+ 105	− 124	− 218	+ 15	+ 587	+ 5°068		+ 22	+ 12°645	+ 123	− 21°248
50	145	110	167	19	597	5.023	45	31	654	108	283
4900	184	95	117	22	606	4.961	62	40	660	93	319

1) $W_{c\cdot 0} = V$ enthält auch den sekularen Teil.

Tafel VIII, 3.

3) Tafel zur Berechnung der kleinen Störungen in R und W sowie der Neigungsstörungen und gewisser langperiodischer elementarer Funktionen für (86) Semele.

v	$R_{c\cdot 3}$	$R_{c\cdot 4}$	$R_{s\cdot 3}$	$R_{s\cdot 4}$	$W_{c\cdot 3}$	$E_2^c + W_{c\cdot 4}$	$W_{s\cdot 3}$	$E_2^s + W_{s\cdot 4}$	$Z_{s\cdot 2}$	$\overline{Z}_{c\cdot 2}$
1600°	− 22	0	− 3	− 1	− 10	− 1°714	+ 31	+ 1°219	+ 390	+ 390
1700	25	0	+ 3	1	− 3	705	33	223	389	391
1800	25	+ 1	10	1	+ 4	696	35	227	390	392
1900	25	2	17	2	10	685	36	232	391	392
2000	23	+ 1	23	3	16	673	34	235	392	393
2100°	− 19	− 1	+ 29	− 4	+ 23	− 1°659	+ 30	+ 1°237	+ 393	+ 394
2200	13	3	35	6	30	645	26	237	395	395
2300	− 6	6	41	7	35	629	19	233	396	396
2400	+ 5	8	44	7	39	612	12	229	397	398
2500	13	12	46	6	41	594	+ 4	222	399	400
2600°	+ 23	− 14	+ 44	− 5	+ 42	− 1°577	− 4	+ 1°212	+ 402	+ 402
2700	34	16	40	− 1	39	562	15	199	405	405
2800	43	17	33	+ 4	35	548	23	182	408	407
2900	49	17	26	9	30	535	31	163	412	410
3000	56	16	16	13	22	524	36	140	415	414
3100°	+ 59	− 13	+ 5	+ 18	+ 13	− 1°518	− 41	+ 1°115	+ 419	+ 419
3200	61	9	− 8	21	+ 3	517	43	089	424	424
3300	58	− 3	19	23	− 7	516	42	063	431	430
3400	55	+ 3	30	23	16	522	38	036	439	437
3500	49	9	39	22	25	532	34	010	447	445
3600°	+ 41	+ 13	− 48	+ 20	− 32	− 1°546	− 27	+ 0°986	+ 455	+ 453
3700	31	18	55	16	36	564	18	964	462	461
3800	20	20	58	12	39	584	− 8	946	471	470
3900	+ 8	23	60	6	41	607	+ 1	932	480	478
4000	− 3	22	59	+ 1	39	630	10	922	489	488
4100°	− 13	+ 21	− 56	− 5	− 37	− 1°654	+ 19	+ 0°916	+ 497	+ 497
4200	22	19	50	9	31	678	26	913	507	506
4300	31	15	43	12	23	702	31	913	516	516
4400	36	11	35	14	15	724	36	918	524	524
4500	39	6	26	15	− 7	743	39	925	533	532
4600°	− 41	+ 2	− 16	− 14	+ 1	− 1°759	+ 38	+ 0°934	+ 540	+ 539
4700	42	− 2	− 7	13	9	774	36	945	545	545
4800	40	5	0	10	16	786	34	958	549	550
4900	35	7	+ 8	8	22	796	29	968	553	555

Tafel VIII, 3.

v	$R_{c\cdot 5}$	$R_{s\cdot 5}$	$W_{c\cdot 5}$	$E_3^s + W_{c\cdot 6}$	$W_{s\cdot 5}$	$E_3^s + W_{s\cdot 6}$	$Z_{c\cdot 2}$	$\overline{Z}_{s\cdot 2}$	$\lg \eta$	Π	σ
1600°	− 4	0	+ 4	+ 207	− 4	− 30	− 8340	+ 8337	9.33235	27°.882	87°.268
1800	− 3	+ 3	+ 2	204	− 7	− 33	8335	8334	232	960	219
2000	0	+ 4	0	201	− 8	− 36	8330	8330	230	28.039	170
2200	+ 2	+ 3	− 4	197	− 7	− 38	8323	8323	227	117	121
2400	+ 4	+ 1	− 6	192	− 6	− 38	8318	8316	225	196	071
2600	+ 4	− 1	− 10	186	− 3	− 37	8313	8314	222	274	022
2800	+ 2	− 3	− 10	181	+ 2	− 34	8312	8312	220	352	86.973
3000	0	− 4	− 9	176	+ 6	− 30	8311	8313	217	431	924
3200	− 2	− 3	− 6	172	+ 9	− 25	8313	8315	215	509	875
3400°	− 4	− 1	− 2	+ 170	+ 12	− 18	− 8317	− 8320	9.33212	28°.588	86°.825
3600	− 4	+ 1	+ 3	170	+ 11	− 12	8321	8324	210	666	776
3800	− 2	+ 3	+ 7	172	+ 8	− 6	8324	8327	207	744	727
4000	0	+ 4	+ 10	175	+ 4	0	8326	8329	205	823	678
4200	+ 2	+ 3	+ 11	179	− 1	+ 5	8326	8329	202	902	629
4400	+ 4	+ 1	+ 9	184	− 5	+ 8	8326	8329	199	980	579
4600	+ 4	− 1	+ 6	189	− 8	+ 10	8324	8325	196	29.059	530
4800	+ 2	− 3	+ 2	194	− 8	+ 10	8321	8322	194	137	481
4900	+ 1	− 4	0	197	− 9	+ 11	8320	8321	192	176	457

v	$Z_{c\cdot 0}$	$Z_{c\cdot 1}$	$Z_{s\cdot 1}$	$\overline{Z}_{s\cdot 1}$	$\overline{Z}_{c\cdot 1}$	$\Omega - \Sigma$	$\lg [a(1-\eta^2)]$	$\lg \sqrt{\frac{1-\eta}{1+\eta}}$
1600°	+ 6	− 13	0	+ 4	0	− 0°.012	0.471942	9.90516
2100	+ 5	− 8	+ 3	+ 2	+ 3	12	948	18
2600	+ 1	− 2	+ 2	− 2	+ 4	13	954	19
3100	− 3	+ 4	− 4	− 4	0	13	960	21
3600	− 5	+ 3	− 11	− 3	− 3	14	966	22
4100	− 6	0	− 13	+ 1	− 4	14	973	24
4600	− 4	− 4	− 8	+ 4	− 2	15	979	25
4900	− 2	− 4	− 4	+ 4	+ 1	15	983	26

Konstante Werte.

$E_4^s = W_{s\cdot 8} = -0°.008$ $\quad \lg \varsigma = 6.65260_{-10}$ $\quad \lg k = 3.550007$

$E_4^c = W_{c\cdot 8} = -0°.017$ $\quad \lg \tau = 6.52626_{-10}$ (Gauß'sche Konstante in Bogensekunden)

$\lg \cos j = 9.99849$ $\quad \lg a^{\frac{3}{2}} = 0.738730$ $\quad \lg (498^s.4) = 2.69758$ $\quad \lg (8^m.307) = 0.91943$ } Lichtzeit

$\lg (1-\varsigma) = 9.99980_{-10}$

Tafel VIII, 4.

4. Tafel zur Berechnung der Differentialquotienten

$$\frac{dR}{dv} \text{ und } \frac{d(E+W)}{dv}$$

zwecks Bestimmung oskulierender Elemente für (86) Semele.

v	$\overline{R}_{c\cdot 2}$	$\overline{R}_{s\cdot 2}$	$\overline{W}_{c\cdot 1}$	$\overline{W}_{c\cdot 2}$	$\overline{W}_{c\cdot 3}$	$\overline{W}_{c\cdot 4}$	$\overline{W}_{s\cdot 1}$	$\overline{W}_{s\cdot 2}$	$\overline{W}_{s\cdot 3}$	$\overline{W}_{s\cdot 4}$
1600°	+ 97	— 765	+ 20	— 22.374	+ 50	+ 2.443	— 17	— 11.509	+ 17	+ 3.432
50	59	763	18	376	52	447	22	481	11	423
1700	+ 19	756	16	378	53	451	27	451	6	414
50	— 21	749	14	377	54	455	32	419	+ 1	404
1800	61	740	12	374	57	460	38	387	— 5	394
50	103	728	8	370	58	465	44	356	11	384
1900	146	715	+ 3	365	58	470	49	325	16	373
50	190	700	— 4	358	57	474	54	294	20	360
2000	234	681	11	349	55	477	59	262	26	347
50	277	660	19	339	52	480	63	229	31	333
2100°	— 321	— 636	— 28	— 22.326	+ 49	+ 2.482	— 66	— 11.196	— 38	+ 3.319
50	365	610	38	310	46	483	68	163	44	305
2200	410	582	49	290	42	482	69	129	48	290
50	454	550	59	268	37	480	68	095	52	274
2300	498	515	71	243	32	477	67	062	56	258
50	542	477	83	214	27	473	64	029	60	241
2400	585	436	94	181	21	468	60	— 10.997	64	222
50	628	390	106	144	14	462	54	956	65	203
2500	670	341	117	104	7	454	45	936	67	183
50	710	389	128	059	+ 1	444	37	908	68	165
2600°	— 747	— 234	— 138	— 22.010	— 6	+ 2.433	— 27	— 10.883	— 69	+ 3.147
50	780	176	148	— 21.958	15	420	15	862	67	131
2700	809	114	155	902	24	406	— 2	845	64	116
50	834	— 49	161	841	31	390	+ 12	831	61	101
2800	854	+ 17	165	777	38	372	27	821	57	086
50	871	84	167	711	44	353	44	817	52	072
2900	883	153	169	643	50	332	60	819	48	058
50	888	224	170	573	55	309	76	825	42	046
3000	888	296	168	501	59	284	92	838	36	036
50	883	367	163	429	62	258	108	856	29	029
3100°	— 872	+ 436	— 157	— 21.357	— 66	+ 2.232	+ 123	— 10.879	— 21	+ 3.023
50	855	502	150	287	68	205	138	909	13	020
3200	832	568	141	219	70	178	152	946	— 4	019
50	803	632	131	152	70	151	166	989	+ 4	018
3300	769	693	119	087	69	123	178	— 11.037	12	019
50	730	750	106	025	66	095	189	090	20	023
3400	686	802	92	— 20.967	62	067	197	148	27	029
50	637	849	77	913	59	040	204	211	34	038
3500	583	891	62	864	55	013	209	277	41	050
50	527	927	46	820	49	+ 1.987	214	346	47	064
3600°	— 468	+ 959	— 29	— 20.782	— 44	+ 1.963	+ 216	— 11.418	+ 52	+ 3.079
50	407	985	— 12	750	37	940	215	493	56	097
3700	343	1003	+ 4	724	30	917	214	571	59	117
50	275	1015	21	703	22	896	210	650	61	138

Tafel VIII, 4.

v	$\overline{R}_{c\cdot 2}$	$\overline{R}_{s\cdot 2}$	$\overline{W}_{c\cdot 1}$	$\overline{W}_{c\cdot 2}$	$\overline{W}_{c\cdot 3}$	$\overline{W}_{c\cdot 4}$	$\overline{W}_{s\cdot 1}$	$\overline{W}_{s\cdot 2}$	$\overline{W}_{s\cdot 3}$	$\overline{W}_{s\cdot 4}$
3800°	− 208	+ 1020	+ 36	− 20°688	− 13	+ 1°880	+ 205	− 11°728	+ 63	+ 3°160
50	142	1020	50	679	− 5	865	199	807	66	183
3900	76	1013	63	677	+ 2	851	191	884	67	207
50	− 11	1000	76	681	10	839	181	959	66	231
4000	+ 52	982	88	689	17	830	170	− 12.032	64	255
50	113	958	98	703	24	823	158	102	62	280
4100	173	928	106	721	31	818	145	170	59	305
50	231	894	113	744	37	814	131	235	55	331
4200	285	855	119	773	42	812	116	295	51	356
50	335	813	123	805	47	812	101	351	45	381
4300°	+ 381	+ 768	+ 125	− 20°839	+ 51	+ 1°813	+ 87	− 12°403	+ 38	+ 3°406
50	423	720	125	875	55	817	72	451	32	430
4400	462	669	124	913	59	823	57	495	25	452
50	498	616	121	952	62	830	44	534	19	472
4500	529	562	117	992	64	839	31	568	12	491
50	557	507	113	− 21.033	63	849	19	598	+ 6	508
4600	582	451	107	075	62	859	+ 8	623	− 1	524
50	603	396	100	117	61	871	− 3	644	7	539
4700	620	341	92	159	59	884	12	661	14	553
50	635	286	83	199	57	897	20	675	20	566
4800°	+ 646	+ 231	+ 74	− 21°237	+ 55	+ 1°910	− 27	− 12°686	− 26	+ 3°579
50	655	177	64	276	51	922	33	694	31	590
4900	663	125	55	315	47	932	36	699	36	600

v	$\overline{R}_{c\cdot 0}$	$\overline{R}_{c\cdot 1}$	$\overline{R}_{c\cdot 3}$	$\overline{R}_{c\cdot 4}$	$\overline{R}_{s\cdot 1}$	$\overline{R}_{s\cdot 3}$	$\overline{R}_{s\cdot 4}$	$\overline{W}_{c\cdot 0}$	$\overline{W}_{c\cdot 5}$	$\overline{W}_{s\cdot 5}$
1600°	− 9	+ 2	− 6	− 2	+ 19	+ 35	0	− 251	− 11	− 10
1700	14	10	+ 4	− 2	16	41	0	243	− 15	− 8
1800	20	19	15	− 3	+ 10	42	− 2	231	− 18	− 5
1900	26	29	26	− 4	0	42	− 4	212	− 19	− 1
2000	33	39	36	− 6	− 12	38	− 1	188	− 20	+ 2
2100	39	49	46	− 8	26	32	+ 2	159	− 19	+ 6
2200	45	56	57	− 11	44	23	+ 7	123	− 18	+ 9
2300	50	60	66	− 14	62	+ 11	+ 12	82	− 16	+ 13
2400	54	59	71	− 14	80	− 5	+ 17	− 38	− 14	+ 16
2500	57	54	75	− 12	99	20	+ 24	+ 9	− 11	+ 20
2600°	− 57	+ 46	+ 72	− 10	− 113	− 36	+ 28	+ 57	− 7	+ 24
2700	57	33	66	− 3	124	54	+ 32	104	− 1	+ 26
2800	55	+ 16	55	+ 7	130	68	+ 34	149	+ 5	+ 26
2900	51	− 5	43	+ 17	131	80	+ 34	191	+ 10	+ 25
3000	46	26	27	+ 26	128	90	+ 32	228	+ 15	+ 23
3100	40	46	+ 9	+ 35	119	95	+ 26	261	+ 19	+ 20
3200	32	65	− 12	+ 42	104	98	+ 18	288	+ 23	+ 16
3300	24	83	30	+ 46	83	93	+ 6	308	+ 27	+ 11
3400	15	97	47	+ 46	60	88	− 6	322	+ 30	+ 5
3500	− 6	108	62	+ 44	35	79	− 17	328	+ 30	− 1

Tafel VIII, 4.

v	$\overline{R}_{c\cdot 0}$	$\overline{R}_{c\cdot 1}$	$\overline{R}_{c\cdot 3}$	$\overline{R}_{c\cdot 4}$	$\overline{R}_{s\cdot 1}$	$\overline{R}_{s\cdot 3}$	$\overline{R}_{s\cdot 4}$	$\overline{W}_{c\cdot 0}$	$\overline{W}_{c\cdot 5}$	$\overline{W}_{s\cdot 5}$
3600°	+ 4	− 112	− 77	+ 40	− 7	− 66	− 27	+ 328	+ 27	− 7
3700	13	113	87	+ 32	+ 21	49	− 35	321	+ 24	− 13
3800	22	111	93	+ 23	47	31	− 40	307	+ 20	− 18
3900	30	104	96	+ 12	71	− 12	− 45	286	+ 15	− 22
4000	37	91	94	+ 1	90	+ 5	− 44	260	+ 9	− 25
4100	43	75	90	− 10	105	23	− 42	228	+ 4	− 27
4200	48	59	80	− 18	114	37	− 38	192	− 2	− 27
4300	51	42	68	− 24	119	50	− 31	152	− 7	− 25
4400	53	24	55	− 28	117	59	− 22	110	− 12	− 23
4500	54	− 8	41	− 30	110	63	− 12	67	− 16	− 20
4600°	+ 53	+ 6	− 24	− 28	+ 98	+ 67	− 4	+ 23	− 19	− 16
4700	50	17	− 9	− 25	83	68	+ 4	− 19	− 20	− 11
4800	47	24	+ 3	− 20	67	64	+ 10	59	− 21	− 6
4900	40	27	15	− 16	50	55	+ 14	94	− 22	+ 1

v	$\overline{R}_{c\cdot 5}$	$\overline{R}_{s\cdot 5}$	$\overline{W}_{c\cdot 6}$	$\overline{W}_{s\cdot 6}$
1600°	+ 1	+ 11	− 90	− 621
1800	+ 7	+ 7	− 100	− 612
2000	+ 11	0	− 108	− 602
2200	+ 8	− 5	− 113	− 590
2400	+ 3	− 10	− 114	− 576
2600	− 2	− 11	− 111	− 559
2800	− 7	− 5	− 102	− 543
3000	− 10	0	− 90	− 529
3200	− 8	+ 4	− 75	− 517

v	$\overline{R}_{c\cdot 5}$	$\overline{R}_{s\cdot 5}$	$\overline{W}_{c\cdot 6}$	$\overline{W}_{s\cdot 6}$
3400°	− 3	+ 9	− 55	− 511
3600	+ 2	+ 12	− 36	− 510
3800	+ 7	+ 6	− 18	− 516
4000	+ 11	+ 1	0	− 525
4200	+ 8	− 4	+ 14	− 537
4400	+ 3	− 9	+ 24	− 552
4600	− 2	− 11	+ 30	− 568
4800	− 7	− 6	+ 32	− 581
4900	− 10	− 2	+ 34	− 591

v	$\overline{W}_{c\cdot 8}$	$\overline{W}_{s\cdot 8}$
1600°	− 27	+ 72
2600	29	70
3600	32	68
4600	34	67
4900	35	66

Absolute Elemente von (86) Semele.
Epoche: 1876 Sept. 26.0.

$\lg a = 0.492487$ $\quad \lg \varkappa = 9.27360$ $\quad \lg \sin \iota = 8.78659$

$n = 647''.556$ $\quad \Gamma = 29°.552$ $\quad \Theta = 83°.465$

$\Lambda = 23°.318$ $\quad$ Aequinox 1850.0.

Alle Werte in Tafel VIII, 1—4 sind Numeri, soweit sie nicht als Logarithmen gekennzeichnet sind. Es sind die R- und Z-Koeffizienten in Einheiten der fünften Dezimale der absoluten Zahl gegeben, die W- und E-Koeffizienten dagegen in Einheiten der dritten Dezimale des Grades.

Tafel IX.

Hilfstafeln zur Säkularvariation der Elemente von (86) Semele.

v	$R'_{c\cdot 0}$	$R'_{c\cdot 2}$	$R'_{s\cdot 2}$	$W'_{c\cdot 2}$	$W'_{s\cdot 2}$	S'	$\frac{\partial V}{\partial \eta}$		$\frac{1}{\eta}\frac{\partial V}{\partial \Pi}$	
1600°	+ 0.0023	+ 0.0007	+ 0.0105	+ 1°.03	+ 0°.21	+ 0.0574	— 0.0866	159	— 0.2596	9
50	029	013	107	03	17	566	1025	166	2587	17
1700	035	020	108	04	12	556	1191	173	2570	28
50	042	025	109	05	08	543	1364	180	2542	39
1800	049	031	112	05	+ 0.04	527	1544	186	2503	54
50	057	038	113	05	— 0.01	508	1730	190	2449	70
1900	066	045	115	06	05	486	1920	191	2379	85
50	074	051	117	07	11	460	2111	191	2294	103
2000	083	058	119	08	17	431	2302	189	2191	123
50	091	066	121	09	24	399	2491	186	2068	142
2100°	+ 0.0099	+ 0.0073	+ 0.0122	+ 1°.10	— 0°.30	+ 0.0363	— 0.2677	179	— 0.1926	160
50	107	081	123	11	38	324	2856	172	1766	176
2200	115	089	123	11	47	282	3028	161	1590	194
50	122	097	123	10	55	236	3189	147	1396	213
2300	129	106	122	09	65	188	3336	131	1183	231
50	135	116	121	07	76	138	3467	115	0952	245
2400	141	125	119	04	87	086	3582	96	0707	259
50	145	135	115	00	98	+ 0.0033	3678	74	0448	271
2500	149	145	110	0.95	1.10	— 0.0021	3752	53	— 0.0177	281
50	151	155	104	88	22	076	3805	30	+ 0.0104	288
2600°	+ 0.0152	+ 0.0164	+ 0.0097	+ 0°.81	— 1°.33	— 0.0131	— 0.3835	5	+ 0.0392	294
50	153	173	088	71	44	186	3840	21	0686	296
2700	153	181	077	61	54	239	3819	46	0982	297
50	152	188	065	49	64	292	3773	71	1279	295
2800	149	194	053	36	73	342	3702	97	1574	289
50	145	199	040	21	80	390	3605	121	1863	283
2900	140	203	025	+ 0.06	85	436	3484	146	2146	274
50	134	205	+ 0.0009	— 0.10	90	480	3338	170	2420	263
3000	127	206	— 0.0007	27	93	522	3168	191	2683	248
50	119	204	024	45	95	561	2977	214	2931	232
3100°	+ 0.0111	+ 0.0201	— 0.0041	— 0°.62	— 1°.94	— 0.0598	— 0.2763	234	+ 0.3163	214
50	101	197	057	79	91	632	2529	250	3377	195
3200	091	190	074	96	87	662	2279	267	3572	174
50	080	182	090	1.13	81	686	2012	281	3746	151
3300	068	172	106	29	73	707	1731	293	3897	126
50	055	160	121	44	63	725	1438	303	4023	102
3400	042	147	135	57	52	739	1135	311	4125	78
50	029	133	148	70	39	745	0824	316	4203	52
3500	016	116	159	81	25	750	0508	319	4255	24
50	+ 0.0003	099	169	90	09	753	— 0.0189	320	4279	1
3600°	— 0.0011	+ 0.0082	— 0.0178	— 1°.98	— 0°.93	— 0.0752	+ 0.0131	319	+ 0.4278	30
50	024	064	184	2.03	76	746	0450	314	4248	54
3700	037	045	189	07	58	736	0764	308	4194	80
50	049	026	192	10	41	721	1072	299	4114	106

Tafel IX.

v	$R'_{c\cdot0}$	$R'_{c\cdot2}$	$R'_{s\cdot2}$	$W'_{c\cdot2}$	$W'_{s\cdot2}$	S'	$\frac{\partial V}{\partial \eta}$	$\frac{1}{\eta}\frac{\partial V}{\partial \Pi}$
3800°	− 0.0061	+ 0.0007	− 0.0194	− 2?10	− 0?23	− 0.0703	+ 0.1371 290	+ 0.4008 130
50	072	− 0.0011	193	07	− 0.06	681	1661 276	3878 151
3900	083	029	191	03	+ 0.11	656	1937 260	3727 174
50	093	046	188	1.98	27	628	2197 243	3553 194
4000	103	062	183	91	42	596	2440 225	3359 211
50	112	077	176	83	57	560	2665 206	3148 229
4100	120	092	168	73	70	522	2871 185	2919 244
50	126	105	159	62	82	482	3056 162	2675 258
4200	131	117	150	51	92	440	3218 140	2417 267
50	136	127	140	38	1.01	396	3358 116	2150 273
4300°	− 0.0140	− 0.0135	− 0.0130	− 1?24	+ 1?09	− 0.0349	+ 0.3474 90	+ 0.1877 281
50	142	142	119	11	15	302	3564 66	1596 283
4400	144	148	108	0.98	19	253	3630 41	1313 284
50	144	152	097	85	23	203	3671 17	1029 283
4500	143	155	087	72	26	153	3688 5	0746 278
50	141	157	077	60	27	103	3683 29	0468 273
4600	139	158	067	48	27	053	3654 51	+ 0.0195 262
50	136	158	058	38	26	− 0.0003	3603 70	− 0.0067 253
4700	132	157	049	27	24	+ 0.0045	3533 87	0320 243
50	127	155	041	18	22	091	3446 104	0563 229
4800°	− 0.0121	− 0.0152	− 0.0033	− 0?09	+ 1?19	+ 0.0135	+ 0.3342 120	− 0.0792 213
50	113	150	026	0.00	17	177	3222 134	1005 197
4900	103	147	020	+ 0.09	14	217	3088	1202

v	$R'_{c\cdot1}$	$R'_{c\cdot3}$	$R'_{s\cdot1}$	$R'_{s\cdot3}$	$W'_{c\cdot1}$	$W'_{c\cdot3}$	$W'_{c\cdot4}$	$W'_{s\cdot1}$	$W'_{s\cdot3}$	$W'_{s\cdot4}$
1600°	− 0.0012	+ 0.0003	− 0.0012	− 0.0006	− 0?19	− 0?07	− 0?14	+ 0?05	− 0?04	− 0?12
1700	17	+ 0.0002	15	08	21	08	15	11	03	11
1800	23	0.0000	17	09	22	09	17	19	− 0.01	10
1900	28	− 0.0002	17	10	20	10	19	28	+ 0.01	09
2000	34	04	15	10	16	11	21	37	03	06
2100	41	07	12	09	− 0.08	10	23	43	06	04
2200	44	10	− 0.0005	08	+ 0.03	09	25	51	08	− 0.02
2300	45	12	+ 0.0003	06	16	07	27	54	10	+ 0.01
2400	43	14	12	− 0.0003	29	05	27	55	12	05
2500	38	16	23	0.0000	43	− 0.02	28	51	13	10
2600°	− 0.0031	− 0.0016	+ 0.0032	+ 0.0003	+ 0?57	+ 0?01	− 0?28	+ 0?43	+ 0?14	+ 0?15
2700	20	15	40	08	69	05	26	32	14	20
2800	− 0.0008	13	47	11	78	08	24	18	13	25
2900	+ 0.0007	11	51	14	82	11	20	+ 0.01	11	30
3000	21	08	53	17	82	13	15	− 0.17	08	34
3100	35	− 0.0004	50	18	78	15	10	34	05	37
3200	48	+ 0.0001	45	19	70	16	− 0.04	50	+ 0.01	39
3300	59	04	38	18	58	16	+ 0.03	64	− 0.03	40
3400	68	08	28	17	43	15	10	75	06	39
3500	73	12	16	15	26	13	17	82	10	37

Tafel IX.

v	$R'_{c\cdot 1}$	$R'_{c\cdot 3}$	$R'_{s\cdot 1}$	$R'_{s\cdot 3}$	$W'_{c\cdot 1}$	$W'_{c\cdot 3}$	$W'_{c\cdot 4}$	$W'_{s\cdot 1}$	$W'_{s\cdot 3}$	$W'_{s\cdot 4}$
3600°	+ 0.0075	+ 0.0015	+ 0.0004	+ 0.0012	+ 0°.07	+ 0°.10	+ 0°.23	− 0°.85	− 0°.12	+ 0°.33
3700	72	17	− 0.0008	09	− 0.13	07	28	83	14	29
3800	67	18	20	05	30	+ 0.03	33	77	15	23
3900	59	18	30	+ 0.0001	45	0.00	35	68	16	17
4000	47	17	38	− 0.0003	59	− 0.04	37	55	15	10
4100	34	16	44	07	68	07	37	41	13	+ 0.04
4200	19	14	46	10	73	09	36	25	11	− 0.02
4300	+ 0.0005	11	46	13	74	11	33	− 0.09	08	08
4400	− 0.0009	08	43	14	71	13	30	+ 0.07	05	13
4500	21	04	38	14	65	13	26	19	− 0.02	16
4600°	− 0.0031	+ 0.0001	− 0.0030	− 0.0014	− 0°.55	− 0°.12	+ 0°.22	+ 0°.30	+ 0°.01	− 0°.18
4700	38	− 0.0002	21	13	44	11	18	37	03	20
4800	42	05	13	11	32	10	14	41	06	22
4900	41	07	06	09	20	09	11	41	08	22

v	$E'_{c\cdot 1}$	$E'_{c\cdot 2}$	$E'_{c\cdot 3}$	$E'_{s\cdot 1}$	$E'_{s\cdot 2}$	$E'_{s\cdot 3}$	$\Pi - \varsigma v$	$\sigma + \tau v$
1600°	+ 0.9353	− 0.2686	+ 0.0467	− 1.7679	+ 0.1828	− 0.0052	27°.163	87°.805
2100	414	698	468	646	809	47	134	850
2600	474	710	468	614	791	42	106	895
3100	534	722	468	581	772	38	077	940
3600	594	734	468	548	753	33	048	986
4100	654	745	469	516	734	28	019	88.031
4600	714	757	469	483	715	23	26.991	076
4900	750	764	469	464	704	20	974	103

$E'_{c.} = -0.0056$
$E'_{s.4} = -0.0025$
$B = 240°.714$
$\lg \mu = 9.66458\text{-}10$
$\lg \delta = 8.88156\text{-}10$
$\lg (n)_{\text{Zahl}} = 7.4969\text{-}10$

$\lg \sin j = 8.9210\text{-}10$
$\lg \cos j = 9.9985\text{-}10$
$\lg \operatorname{tg} j = 8.9225\text{-}10$
$\lg \operatorname{tg} \frac{1}{2} j = 8.6207\text{-}10$
$\lg [\frac{1}{2} \sin^2 \iota] = 7.2722\text{-}10$
$\lg [\tau \sin \Theta] = 6.5234\text{-}10$
$\lg [\tau \cos \Theta] = 5.5824\text{-}10$

$\lg \mathfrak{M} = 9.6378\text{-}10$
$\lg [57°.296] = 1.7581$
$\lg [206265''] = 5.3144$
$\lg \left[\frac{\tau \sin \iota}{\mathfrak{M}}\right] = 5.6751\text{-}10$
$\lg \left[\frac{\varsigma \varkappa}{\mathfrak{M}}\right] = 6.2884\text{-}10$

$\lg \left[\frac{\varkappa \sin \Gamma}{\mathfrak{M}}\right] = 9.3288\text{-}10$
$\lg \left[\frac{\varkappa \cos \Gamma}{\mathfrak{M}}\right] = 9.5753\text{-}10$
$\lg \left[\frac{\sin \iota \sin \Theta}{\mathfrak{M}}\right] = 9.1460\text{-}10$
$\lg \left[\frac{\sin \iota \cos \Theta}{\mathfrak{M}}\right] = 8.2050\text{-}10$

Tafel X, 1.

I. Zusammenstellung der für die Berechnung eines heliozentrischen Bahnortes sowie der instantanen und oskulierenden Elemente nötigen Formeln.

Aus Tafel VIII, 1 entnimmt man L und $[v]$ für die gewünschte Zeit, aus Tafel VIII, 2 und 3 die W-Koeffizienten und rechnet

A) an Störungen:

nach 94)

$$[E+W] = W_{c\cdot 0}+\Sigma(E^{c}_{\frac{n}{2}}+W_{c\cdot n})\cos\frac{n}{2}[v]+\Sigma(E^{s}_{\frac{n}{2}}+W_{s\cdot n})\sin\frac{n}{2}[v],$$

wo die gebrochenen Indices in $E^{c}_{\frac{n}{2}}$ zu unterdrücken sind,

$$[L] = [v]+[E+W],\quad \Delta L = L-[L],\quad \Delta v = \frac{\Delta L}{1+C},$$

nach 103) bis 107)

$$C = (E^{s}_{1}+W_{s\cdot 2})\cos 2\frac{[v]}{2}-(E^{c}_{1}+W_{c\cdot 2})\sin 2\frac{[v]}{2}+2(E^{s}_{2}+W_{s\cdot 4})\cos 4\frac{[v]}{2}$$
$$-2(E^{c}_{2}+W_{c\cdot 4})\sin 4\frac{[v]}{2}.$$

Damit hat man

$$v = [v]+\Delta v$$

und rechnet mit Tafel VIII, 2—3 nach 94):

$$R = R_{c\cdot 0}+\sum R_{c\cdot n}\cos\frac{n}{2}v+\sum R_{s\cdot n}\sin\frac{n}{2}v$$

$$\mathfrak{z} = Z_{c\cdot 0}+\sum Z_{c\cdot n}\cos\frac{n}{2}v+\sum Z_{s\cdot n}\sin\frac{n}{2}v$$

$$\frac{d\mathfrak{z}}{dv} = \sum\overline{Z}_{c\cdot n}\cos\frac{n}{2}v+\sum\overline{Z}_{s\cdot n}\sin\frac{n}{2}v.$$

Nach Entnahme von η, Π und $\Omega-\Sigma$ aus VIII, 3 rechnet man

$$\mathrm{v} = v-\Pi,\quad (\varrho) = \eta\cos\mathrm{v}.$$

B) Für den heliozentrischen Bahnort ausser der Rechnung A):

nach 108)

$$\varrho = (\varrho)+R,\quad r = \frac{a(1-\eta^2)}{1+\varrho}$$

Tafel X, 1.

wo $a(1-\eta^2)$ aus Tafel VIII, 3 zu entnehmen ist

$$l = v + (\Omega - \Sigma) - \tfrac{1}{2}\,\mathfrak{z}\,\frac{d\,\mathfrak{z}}{dv}, \quad \sin b = \mathfrak{z}$$

und hat die heliozentrischen Ekliptikalkoordinaten r, l und b.

C) Für instantane Elemente (Oskulationsepoche t_0) ausser der Rechnung A): nach 110)

$$\operatorname{tg}\frac{\varepsilon_0}{2}\sqrt{\frac{1-\eta}{1+\eta}}\operatorname{tg}\frac{v_0-\Pi}{2}, \quad \text{wo}\ \sqrt{\frac{1-\eta}{1+\eta}}$$

aus VIII, 3 entnommen wird.

$$M_0' = \varepsilon_0 - \eta\sin\varepsilon_0, \quad \sin\varphi' = \eta, \quad \omega' = \Pi - \Sigma,$$
$$\nu = \frac{R}{1+(\varrho)}, \quad a_0' = \frac{a}{1+\nu}, \quad \mu_0' = \frac{k}{a_0'^{\frac{3}{2}}}$$
$$\sin i\sin(v_0-\Sigma) = \mathfrak{z}$$
$$\sin i\cos(v_0-\Sigma) = \frac{d\,\mathfrak{z}}{dv}, \quad \Omega = \Sigma + (\Omega - \Sigma),$$

wo die Grössen a, $a^{\frac{3}{2}}$ und k aus VIII, 3—4 entnommen werden, und hat die instantanen Elemente:

$$a_0',\ \mu_0',\ \varphi',\ \omega',\ M_0',\ i,\ \Omega.$$

D) Für oskulierende Elemente (Oskulationsepoche t_0).

Unter Benutzung von Tafel VIII, 4 ausser dem unter A) Gerechneten noch: nach 174a)

$$\frac{dR}{dv} = \overline{R}_{c\cdot 0} + \sum \overline{R}_{c\cdot n}\cos\frac{n}{2}v + \sum \overline{R}_{s\cdot n}\sin\frac{n}{2}v$$
$$\frac{d(E+W)}{dv} = \overline{W}_{c\cdot 0} + \sum \overline{W}_{c\cdot n}\cos\frac{n}{2}v + \sum \overline{W}_{s\cdot n}\sin\frac{n}{2}v$$

nach 166) und 170)

$$\sin i\sin\bar{\upsilon} = \mathfrak{z}$$
$$\sin i\cos\bar{\upsilon} = \frac{d\,\mathfrak{z}}{dv} \qquad \Omega = v - \bar{\upsilon} + (\Omega - \Sigma), \qquad \bar{\upsilon} = v - \Sigma$$

$$\varrho = (\varrho) + R, \quad r = \frac{a(1-\eta^2)}{1+\varrho}, \quad \sqrt{p_0} = \frac{r^2}{a^{\frac{3}{2}}}\left[1 + \frac{d(E+W)}{dv}\right]^{-1}$$

Tafel X, 1–2.

wo $a(1-\eta^2)$ und $a^{\frac{3}{2}}$ aus VIII, 3 entnommen wird.

$$e\sin(\bar{\upsilon}-\omega) = \frac{p_0}{a(1-\eta^2)}\left[(1-\varsigma)\,\eta\sin v - \frac{dR}{dv}\right]$$

$$e\cos(\bar{\upsilon}-\omega) = \frac{p_0}{r} - 1,$$

$$a_0 = \frac{p_0}{1-e^2}, \quad \mu_0 = \frac{k}{a_0^{\frac{3}{2}}}, \quad \sin\varphi = e,$$

$$\operatorname{tg}\frac{E_0}{2} = \sqrt{\frac{1-e}{1+e}}\operatorname{tg}\frac{\bar{\upsilon}-\omega}{2}, \quad M_0 = E_0 - e\sin E_0,$$

wo die Grössen $(1-\varsigma)$ und k auch aus VIII, 3 entnommen werden, und hat so die oskulierenden Elemente i, Ω, ω, φ, a_0, μ_0, M_0.

---

2) Zusammenstellung der für die Verbesserung absoluter Bahnen aus den Beobachtungen (Säkularvariation der Elemente) nötigen Formeln (nur giltig für den Hekubatypus).

Allgemein für Methode I) und II).

Erstens die in Tafel X, 1 unter A) angegebene Störungsrechnung, sodann die Ermittlung folgender Differentialquotienten unter Benutzung von Tafel IX:

$$f = -\frac{\delta}{2}v + B + \mu V,$$

$V = W_{c\cdot 0}$ in Tafel VIII, 2 gegeben, δ, B und μ in Tafel IX.

Nach 140)

$$\frac{\partial R}{\partial v} = \sum\frac{n}{2}R_{s\cdot n}\cos\frac{n}{2}v - \sum\frac{n}{2}R_{c\cdot n}\sin\frac{n}{2}v$$

$$\frac{\partial(E+W)}{\partial v} = \sum\frac{n}{2}(E^s_{\frac{n}{2}} + W_{s\cdot n})\cos\frac{n}{2}v - \sum\frac{n}{2}(E^c_{\frac{n}{2}} + W_{c\cdot n})\sin\frac{n}{2}v,$$

wo die gebrochenen Indices zu unterdrücken sind und die $(E+W)$- und R-Koeffizienten aus VIII, 2—3 bekannt sind.

Nach 141)

$$\frac{\partial R}{\partial f} = R'_{c\cdot 0} + \sum R'_{c\cdot n}\cos\frac{n}{2}v + \sum R'_{s\cdot n}\sin\frac{n}{2}v, \quad \frac{\partial K}{\partial f} = \sum W'_{c\cdot n}\cos\frac{n}{2}v + \sum W'_{s\cdot n}\sin\frac{n}{2}v$$

$$\frac{\partial E}{\partial \eta} = \sum E'_{c\cdot n}\cos nv + \sum E'_{s\cdot n}\sin nv, \quad \frac{\partial E}{\eta\,\partial H} = -\sum E'_{s\cdot n}\cos nv + \sum E'_{c\cdot n}\sin nv$$

Tafel X, 2.

wo die R'-, W'- und E'-Koeffizienten aus IX entnommen werden, desgleichen die Grössen

$$S', \quad \frac{\partial V}{\partial \eta} \text{ und } \frac{\partial V}{\eta \partial \Pi}.$$

Schliesslich

$$\varrho = (\varrho) + R, \quad r = \frac{a(1-\eta^2)}{1+\varrho}$$

unter Entnahme von $a(1-\eta^2)$ aus VIII, 3.

Für Methode I (Oppolzer).

λ und β aus:

$$n \sin N = \sin \delta \qquad \cos\beta \sin\lambda = n \cos(N-\varepsilon)$$
$$n \cos N = \cos\delta \sin\alpha \qquad \cos\beta \cos\lambda = \cos\alpha \cos\delta$$
$$\sin\beta = n \sin(N-\varepsilon),$$

ε = Schiefe der Ekliptik.

Nach 120)

$$a' \sin A' = \cos(\lambda-\sigma)\cos j \qquad c' \sin C' = \sin j$$
$$a' \cos A' = \sin(\lambda-\sigma) \qquad c' \cos C' = -\sin(\lambda-\sigma)\cos j$$
$$b' \sin B' = c' \sin(C'+\beta)$$
$$b' \cos B' = \cos(\lambda-\sigma)\sin\beta$$

$$d' \sin D' = -\cos(\lambda-\sigma+u)\operatorname{tg}\tfrac{1}{2}j \qquad f' \sin F' = -\cos u$$
$$d' \cos D' = \cos(\lambda-\sigma)\sin u \operatorname{tg} j \qquad f' \cos F' = -\sin(\lambda-\sigma+u)\operatorname{tg}\tfrac{1}{2}j$$

$$g' \sin G' = -\sin(\lambda-\sigma)\sin u \operatorname{tg} j \qquad e' \sin E' = f' \sin(F'+\beta)$$
$$g' \cos G' = \sin u \qquad e' \cos E' = g' \cos(G'+\beta),$$

wo $u = v - \sigma$ ist und wo σ aus Tafel VIII, 3 und $\sin j$, $\cos j$, $\operatorname{tg} j$ und $\operatorname{tg}\frac{j}{2}$ aus IX entnommen wird.

Nach 125)

$$Q = \left(2S' + \frac{\partial K}{\partial f}\right)\mu, \quad T = \frac{\partial(E+W)}{\partial v} - \delta Q, \quad U = (1+T)^{-1},$$

nach 127)

$$\xi = \frac{r}{1+\varrho}, \quad \zeta = v + V - \Lambda, \quad X = \xi\left[\eta \sin \mathrm{v} - \frac{\partial R}{\partial v} + \frac{\delta}{2}\frac{\partial R}{\partial f}\right],$$
$$Y = r\left[\tfrac{2}{3} - \frac{\mu\xi}{1+\varrho}\frac{\partial R}{\partial f}\right], \qquad Z = \frac{a}{1+\varrho}\left[2\eta + \frac{r\cos \mathrm{v}}{a}\right],$$

Tafel X, 2.

nach 129)

$$M = U\,[L - \mathit{\Lambda} + Q\xi],$$

nach 136)

$$g \sin G = \frac{Y - MX}{nr} \qquad \mathrm{f} \sin F = -\frac{(U+Q)\,X + \mu\xi \dfrac{\partial R}{\partial f}}{r}$$

$$g \cos G = \frac{M}{n} \qquad \mathrm{f} \cos F = (U+Q)$$

$$h' \sin H' = \frac{1}{r}\left[X\,U\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta} + Z\right] \qquad h' \cos H' = -\,U\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}$$

$$k' \sin K' = \frac{1}{r}\left[X\,U\frac{\partial(E+V)}{\eta\,\partial\mathit{\Pi}} + \xi \sin \mathrm{v}\right] \qquad k' \cos K' = -\,U\frac{\partial(E+V)}{\eta\,\partial\mathit{\Pi}}$$

$D_1 = \sin\iota\,[a' \sin(A'+u) - d' \sin\iota \sin D']$, $E_1 = \sin\iota\,[b' \sin(B'+u) + e' \sin\iota \sin E']$;

nach 137)

$$a \cos A = a'h' \sin(A'+H'+u) \qquad b \cos B = b'h' \sin(B'+H'+u)$$

$$a \sin A = a'k' \sin(A'+K'+u) \qquad b \sin B = b'k' \sin(B'+K'+u).$$

Damit erhält man schliesslich für die Koeffizienten der Fehlergleichungen nach 139)

$$M_1 = \frac{r}{\varrho}\frac{a'g}{206265}\sin(A'+G+u) \qquad N_1 = \frac{r}{\varrho}\frac{b'g}{206265}\sin(B'+G+u)$$

$$M_2 = \frac{r}{\varrho}\frac{a'\,\mathrm{f}}{57.296}\sin(A'+F+u) \qquad N_2 = \frac{r}{\varrho}\frac{b'\,\mathrm{f}}{57.296}\sin(B'+F+u)$$

$$M_3 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa \sin\mathit{\Gamma}}{\mathfrak{M}}\,a \sin(A+\mathit{\Pi}-\varsigma v) \qquad N_3 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa \sin\mathit{\Gamma}}{\mathfrak{M}}\,b \sin(B+\mathit{\Pi}-\varsigma v)$$

$$M_4 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa \cos\mathit{\Gamma}}{\mathfrak{M}}\,a \cos(A+\mathit{\Pi}-\varsigma v) \qquad N_4 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa \cos\mathit{\Gamma}}{\mathfrak{M}}\,b \cos(B+\mathit{\Pi}-\varsigma v)$$

$$M_5 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varsigma\varkappa}{\mathfrak{M}}\,v\,a \sin(A+\mathit{\Pi}-\varsigma v-\mathit{\Gamma}) \qquad N_5 = \frac{r}{\varrho}\frac{\varsigma\varkappa}{\mathfrak{M}}\,v\,b \sin(B+\mathit{\Pi}-\varsigma v-\mathit{\Gamma})$$

$$M_6 = -\frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota \sin\mathit{\Theta}}{\mathfrak{M}}[d' \sin(D'+\sigma+\tau v)+v D_1 \tau \sin\mathit{\Theta}] \qquad N_6 = \frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota \sin\mathit{\Theta}}{\mathfrak{M}}[e' \sin(E'+\sigma+\tau v)-v E_1 \tau \sin\mathit{\Theta}]$$

$$M_7 = -\frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota \cos\mathit{\Theta}}{\mathfrak{M}}[d' \cos(D'+\sigma+\tau v)+v D_1 \tau \cos\mathit{\Theta}] \qquad N_7 = \frac{r}{\varrho}\frac{\sin\iota \cos\mathit{\Theta}}{\mathfrak{M}}[e' \cos(E'+\sigma+\tau v)-v E_1 \tau \cos\mathit{\Theta}]$$

$$M_8 = \frac{r}{\varrho}\frac{\tau \sin\iota}{\mathfrak{M}}\,v\,[d' \sin(D'+\sigma+\tau v-\mathit{\Theta}) - \tfrac{1}{2} D_1] \qquad N_8 = -\frac{r}{\varrho}\frac{\tau \sin\iota}{\mathfrak{M}}\,v\,[e' \sin(E'+\sigma+\tau v-\mathit{\Theta}) + \tfrac{1}{2} E_1].$$

Tafel X, 2.

Die Fehlergleichungen selbst lauten nach 138)

$$\begin{aligned}\cos\beta\,\Delta\lambda &= M_1(\Delta n)_{\text{Sek.}} + M_2(\Delta\Lambda)_{\text{Grad}} + M_3\,\Delta\lg(\varkappa\sin\Gamma) + M_4\,\Delta\lg(\varkappa\cos\Gamma)\\ &\quad + M_5\,\Delta\lg\varsigma + M_6\,\Delta\lg(\sin\iota\sin\Theta) + M_7\,\Delta\lg(\sin\iota\cos\Theta) + M_8\,\Delta\lg\tau\\ \Delta\beta &= N_1(\Delta n)_{\text{Sek.}} + N_2(\Delta\Lambda)_{\text{Grad}} + N_3\,\Delta\lg(\varkappa\sin\Gamma) + N_4\,\Delta\lg(\varkappa\cos\Gamma)\\ &\quad + N_5\,\Delta\lg\varsigma + N_6\,\Delta\lg(\sin\iota\sin\Theta) + N_7\,\Delta\lg(\sin\iota\cos\Theta) + N_8\,\Delta\lg\tau.\end{aligned}$$

Die Grössen

$$\Pi-\varsigma v,\quad \sigma+\tau v,\quad \tau\sin\Theta,\quad \tau\cos\Theta,\quad \frac{\varkappa\sin\Gamma}{\mathfrak{M}},\quad \frac{\varkappa\cos\Gamma}{\mathfrak{M}},\quad \frac{\sin\iota\sin\Theta}{\mathfrak{M}},$$

$$\frac{\sin\iota\cos\Theta}{\mathfrak{M}},\quad \frac{\varsigma\varkappa}{\mathfrak{M}},\quad \frac{\tau\sin\iota}{\mathfrak{M}},\quad \tfrac{1}{2}\sin^2\iota$$

sind in Tafel IX gegeben.

Für Methode II (Tietjen).

Nach 145a)

$$\begin{aligned}\bar n_1\sin\overline{N}_1 &= \sin\delta_1 & \cos\mathfrak{g}_1\sin(\mathfrak{G}_1-\Sigma_0) &= \bar n_1\cos(\overline{N}_1-i_0)\\ \bar n_1\cos\overline{N}_1 &= \cos\delta_1\sin(\alpha_1-\Omega_0) & \cos\mathfrak{g}_1\cos(\mathfrak{G}_1-\Sigma_0) &= \cos\delta_1\cos(\alpha_1-\Omega_0)\\ & & \sin\mathfrak{g}_1 &= \bar n\sin(\overline{N}_1-i_0),\end{aligned}$$

wo die Ω_0 und i_0 auf den Aequator bezogen sind und gerechnet werden nach 145b)

$$\cos\frac{i_0}{2}\sin\frac{\Omega_0-\Sigma_0+\Sigma}{2}=\sin\frac{\Omega}{2}\cos\frac{i-\varepsilon}{2}\qquad \sin\frac{i_0}{2}\sin\frac{\Omega_0+\Sigma_0-\Sigma}{2}=\sin\frac{\Omega}{2}\sin\frac{i-\varepsilon}{2}$$

$$\cos\frac{i_0}{2}\cos\frac{\Omega_0-\Sigma_0+\Sigma}{2}=\cos\frac{\Omega}{2}\cos\frac{i+\varepsilon}{2}\qquad \sin\frac{i_0}{2}\cos\frac{\Omega_0+\Sigma_0-\Sigma}{2}=\cos\frac{\Omega}{2}\sin\frac{i+\varepsilon}{2},$$

i, Ω, Σ sind auf die Ekliptik bezogen und werden gerechnet nach

$$\sin i\sin(v-\Sigma)=\zeta$$
$$\sin i\cos(v-\Sigma)=\frac{d\zeta}{dv}\qquad \Omega=\Sigma+(\Omega-\Sigma),\qquad \varepsilon=\text{Schiefe der Ekliptik.}$$

Nach 155)

$$M=U[L-\Lambda+Q\xi],\qquad \xi=v+V-\Lambda,\qquad Q=S'+\tfrac{1}{2}\frac{\partial K}{\partial f}$$

$$T=\frac{\partial(E+W)}{\partial v}-\delta Q,\quad U=(1+T)^{-1},\qquad X=\xi\left(\eta\sin\mathrm{v}-\frac{\partial R}{\partial v}\right)$$

$$Y=r\left(\tfrac{2}{3}-\frac{\frac{1}{2}\xi}{1+\varrho}\frac{\partial R}{\partial f}\right),\quad Z=\frac{a}{1+\varrho}\left(2\eta+\frac{r}{a}\cos\mathrm{v}\right),\quad \xi=\frac{r}{1+\varrho},$$

Tafel X, 2.

nach 136)

$$h' \sin H' = \frac{1}{r}\left[X\,U\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta} + Z\right] \qquad h' \cos H' = -\,U\frac{\partial(E+V)}{\partial\eta}$$

$$k' \sin K' = \frac{1}{r}\left[X\,U\frac{\partial(E+V)}{\eta\,\partial\Pi} + \xi \sin \mathrm{v}\right] \qquad k' \cos K' = -\,U\frac{\partial(E+V)}{\eta\,\partial\Pi}$$

$$g \sin G = \frac{Y - MX}{nr} \qquad \mathrm{f} \sin F = -\frac{(U+Q)\,X + \frac{1}{2}\,\xi\frac{\partial R}{\partial f}}{r}$$

$$g \cos G = \frac{M}{n} \qquad \mathrm{f} \cos F = U + Q,$$

nach 156)

$$h'' \sin H'' = -\cos \mathfrak{v} \qquad a'' \sin A'' = k' \cos(v - \mathfrak{G} + K') \qquad b'' \sin B'' = k' \sin(v - \mathfrak{G} + K')$$

$$h'' \cos H'' = \frac{\sin \mathfrak{v}}{\cos i} \qquad a'' \cos A'' = h' \cos(v - \mathfrak{G} + H') \qquad b'' \cos B'' = h' \sin(v - \mathfrak{G} + H').$$

Hier ist $\mathfrak{v} = v - \sigma$, wo σ aus VIII, 3 bekannt ist.

Die Koeffizienten der Fehlergleichungen lauten nach 158)

$$M_1' = \frac{r}{\varrho}\frac{g}{206265}\cos(v - \mathfrak{G} + G) \qquad M_3' = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa \sin \Gamma}{\mathfrak{M}}\,a'' \sin(\Pi - \varsigma v + A'')$$

$$M_2' = \frac{r}{\varrho}\frac{\mathrm{f}}{57.296}\cos(v - \mathfrak{G} + F) \qquad M_4' = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa \cos \Gamma}{\mathfrak{M}}\,a'' \cos(\Pi - \varsigma v + A'')$$

$$N_1' = \frac{r}{\varrho}\frac{g}{206265}\sin(v - \mathfrak{G} + G) \qquad N_2' = \frac{r}{\varrho}\frac{\mathrm{f}}{57.296}\sin(v - \mathfrak{G} + F)$$

$$N_3' = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa \sin \Gamma}{\mathfrak{M}}\,b'' \sin(\Pi - \varsigma v + B'') \qquad N_4' = \frac{r}{\varrho}\frac{\varkappa \cos \Gamma}{\mathfrak{M}}\,b'' \cos(\Pi - \varsigma v + B'')$$

$$N_8' = -\frac{r}{\varrho}\frac{\tau \sin \iota}{\mathfrak{M}}\,v \cos \mathfrak{g}\,[h'' \sin(\sigma + \tau v - \Theta + H'') - \tfrac{1}{2}\sin^2 \iota \cos \mathfrak{v}]$$

$$N_6' = \frac{r}{\varrho}\frac{\sin \iota \sin \Theta}{\mathfrak{M}}\,h'' \cos \mathfrak{g} \sin(\sigma + \tau v + H'') \qquad N_7' = \frac{r}{\varrho}\frac{\sin \iota \cos \Theta}{\mathfrak{M}}\,h'' \cos \mathfrak{g} \cos(\sigma + \tau v + H'').$$

Die Fehlergleichungen selbst sind nach 160)

$$\begin{aligned} \cos \mathfrak{g}\,\Delta\,\mathfrak{G} &= M_1'(\Delta n)_{\text{Sek.}} + M_2'(\Delta \Lambda)_{\text{Grad}} + M_3'\Delta\Sigma_1 + M_4'\Delta\Sigma_2 \\ \Delta\,\mathfrak{g} - [N_1'(\Delta n)_{\text{Sek.}} + N_2'(\Delta \Lambda)_{\text{Grad}} + N_3'\Delta\Sigma_1 + N_4'\Delta\Sigma_2] \sin \mathfrak{g} - N_8'\Delta \lg \tau \\ &= N_6'\Delta \lg(\sin \iota \sin \Theta) + N_7'\Delta \lg(\sin i \cos \Theta), \end{aligned}$$

und es ist nach 159)

$$\Delta\Sigma_1 = \Delta \lg(\varkappa \sin\Gamma) + \varsigma v_m \operatorname{cotg}\Gamma \Delta \lg\varsigma$$
$$\Delta\Sigma_2 = \Delta \lg(\varkappa \cos\Gamma) - \varsigma v_m \operatorname{tg}\Gamma \Delta \lg\varsigma$$

wo v_m ein Mittelwert aller v ist.

Die Grössen

$$\frac{\varkappa \sin\Gamma}{\mathfrak{M}}, \quad \frac{\varkappa\cos\Gamma}{\mathfrak{M}}, \quad \frac{\sin\iota\sin\Theta}{\mathfrak{M}}, \quad \frac{\sin\iota\cos\Theta}{\mathfrak{M}}, \quad \frac{\tau\sin\iota}{\mathfrak{M}}, \quad \tfrac{1}{2}\sin^2\iota,$$

$\Pi - \varsigma v$ und $\sigma + \tau v$ sind aus Tafel IX, 3 bekannt.

Anhang.

Berichtigungen zu meiner Arbeit:

„Theorie der kleinen Planeten. Die Planeten vom Hekuba-Typus“ [1]).

Durch ein Versehen ist ein Teil der C-Koeffizienten in Formel 25 a) pg. 14 unvollständig gegeben worden. Die betreffenden Koeffizienten lauten in richtiger Form:

$$C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = Y_{n\cdot2\cdot0} + n\mu\, Y_{n\cdot1\cdot0} \qquad C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = \tfrac{1}{2}\, Y_{n+1\cdot1\cdot1} - (n+1)\, Y_{n+1\cdot1\cdot0}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = Y_{n\cdot2\cdot0} - n\mu\, Y_{n\cdot1\cdot0} \qquad C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = \tfrac{1}{2}\, Y_{n-1\cdot1\cdot1} + (n-1)\, Y_{n-1\cdot1\cdot0}$$

$$C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = -\, Y_{n\cdot2\cdot0} - n\mu\, Y_{n\cdot1\cdot0} \qquad C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -\tfrac{1}{2}\, Y_{n+1\cdot1\cdot1} + (n+1)\, Y_{n+1\cdot1\cdot0}$$

$$C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot1\cdot0} = -\, Y_{n\cdot2\cdot0} + n\mu\, Y_{n\cdot1\cdot0} \qquad C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = -\tfrac{1}{2}\, Y_{n-1\cdot1\cdot1} - (n-1)\, Y_{n-1\cdot1\cdot0}$$

$$C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = X_{n+1\cdot2\cdot0} + n\mu\, X_{n+1\cdot1\cdot0} \qquad C^{+2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = \tfrac{1}{2}\, X_{n+2\cdot1\cdot1} - (n+1)\, X_{n+2\cdot1\cdot0}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = X_{n+1\cdot2\cdot0} - n\mu\, X_{n+1\cdot1\cdot0} \qquad C^{+1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = \tfrac{1}{2}\, X_{n\cdot1\cdot1} + (n-1)\, X_{n\cdot1\cdot0}$$

$$C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -\, X_{n-1\cdot2\cdot0} - n\mu\, X_{n-1\cdot1\cdot0} \qquad C^{-1\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = -\tfrac{1}{2}\, X_{n\cdot1\cdot1} + (n+1)\, X_{n\cdot1\cdot0}$$

$$C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot1\cdot0} = -\, X_{n-1\cdot2\cdot0} + n\mu\, X_{n-1\cdot1\cdot0} \qquad C^{-2\cdot1\cdot0}_{n\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = -\tfrac{1}{2}\, X_{n-2\cdot1\cdot1} - (n-1)\, X_{n-2\cdot1\cdot0}$$

$$C^{-1\cdot0\cdot1}_{1\cdot0\cdot0\cdot0\cdot1} = Y_{0\cdot0\cdot1} \qquad C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = \tfrac{1}{2}\, Y_{1\cdot1\cdot1} - Y_{1\cdot1\cdot0} \qquad C^{+2\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = \tfrac{1}{2}\, X_{2\cdot1\cdot1} - X_{2\cdot1\cdot0}$$

$$C^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot1\cdot0\cdot0\cdot1} = \tfrac{1}{2}\, Y_{1\cdot1\cdot1} - Y_{1\cdot1\cdot0} \qquad C^{+1\cdot1\cdot0}_{0\cdot0\cdot1\cdot0\cdot1} = \tfrac{1}{2}\, X_{0\cdot1\cdot1} - X_{0\cdot1\cdot0}$$

Ferner ist mir bei Berechnung des Ausdruckes $\frac{d\eta^2}{dv}$ auf pg. 54 ein Versehen unterlaufen, indem in diesen langperiodisch elementaren Ausdruck in Formel 77) und 77 a) zwei Glieder aufgenommen wurden, die nicht von der Form A sind und deswegen nicht dahingehören, Die richtigen Formeln lauten:

77) $$\frac{d\eta^2}{dv} = (\mathfrak{p}_2 - 2\mathfrak{q}_2)\,\eta\eta' \sin(\mathrm{v} - \mathrm{v}_1)$$

77 a) $$\frac{d\eta^2}{dv} = -\,b^{+1}_{0\cdot0\cdot1}\,\eta\eta' \sin(\mathrm{v} - \mathrm{v}_1).$$

1) Abhandlungen der K. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Math.-Phys. Klasse. Neue Folge, Bd. II, No. 2. Berlin 1901.

Herr Brendel[1]) sowohl wie Herr Ludendorff[2]) haben diese Ausdrücke richtig gegeben und nicht, wie ich daselbst anführte in unvollständiger Form. Das Versehen liegt vielmehr auf meiner Seite. Infolgedessen ändern sich auch folgende Formeln etwas.

Auf pg. 55 muss es in Folmel 79) heissen:

$$b^{-2}_{2\cdot 2\cdot 0} = 2a_{11} - \mathfrak{p}_{11} + \tfrac{1}{2}q_2 + \tfrac{1}{2}\beta_1 q_{14} + \alpha_2(\mathfrak{a}_1 - \mathfrak{p}_1) + \tfrac{1}{2}\beta_4 r_2 + \alpha_{14}(a_1 - p_1) + \tfrac{1}{2}r_1\beta_{17}$$

$$b^{-2}_{2\cdot 1\cdot 1} = 2a_{12} - p_{12} + \tfrac{1}{2}q_3 + \tfrac{1}{2}\beta_1(q_{15} + A^{+2}_{0\cdot 1\cdot 1}) + \alpha_2(\mathfrak{a}_2 - \mathfrak{p}_2) + \alpha_3(\mathfrak{a}_1 - \mathfrak{p}_1) + \tfrac{1}{2}\beta_4 r_3 + \tfrac{1}{2}\beta_5 r_2 + \alpha_{15}(a_1 - p_1) + \tfrac{1}{2}r_1\beta_{18}.$$

Auf pg. 123 in Formel 196):

$$(b_1 . 11) = \frac{2(a_2 . 11)}{\Delta_7} - p_{11\cdot 1} + \tfrac{1}{2}q_2 + \tfrac{1}{2}\beta_1 q_{14\cdot 1} + \alpha_2 l_3 + \tfrac{1}{2}\beta_4 r_2 + l_1(\alpha_2 . 14) + \nu_1(\gamma_2 . 14)$$

$$(b_2 . 12) = \frac{2(a_2 . 12)}{\Delta_7} - p_{12\cdot 1} + \tfrac{1}{2}q_3 + \tfrac{1}{2}\beta_1(q_{15\cdot 1} + A^{+2}_{0\cdot 1\cdot 1}) + \alpha_2 l_4 + \alpha_3 l_3 + \tfrac{1}{2}\beta_4 r_3 + \tfrac{1}{2}\beta_5 r_2 + l_1(\alpha_2 . 15) + \nu_1(\gamma_2 . 15).$$

1) Theorie der kleinen Planeten. I. Teil. Berlin 1898, pg. 110.

2) Die Jupiterstörungen der kleinen Planeten vom Hekubatypus. Berlin 1897, pg. 21—22.

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Vorwort 3

Erstes Kapitel.

Ermittelung der Hauptstörungen für die mittleren Bewegungen 650″ bis 653″. Betrachtungen über die Tabulierung der Störungen beim Hekubatypus und die Genauigkeit in der Berechnung der charakteristischen Glieder.

1. Allgemeine Bemerkungen über die Genauigkeit der Berechnung charakteristischer und elementarer Glieder bei schwachcharakteristischen Planeten. 5
2. Erste strengere Methode zur genäherten Berechnung charakteristischer Glieder bei schwachcharakteristischen Planeten der Hekubagruppe 6
3. Zweite abgekürzte Methode zur genäherten Berechnung charakteristischer Glieder . . . 11
4. Die q-, p-, und z-Koeffizienten in der Darstellung der Funktionen Q, P und Z unter Einschluss der zweiten Potenz der Masse 12
5. Die Berechnung der bei der Entwicklung der Störungsfunktion und ihrer Derivierten auftretenden Koeffizienten und der Störungsglieder nullten bis zweiten Grades in den Funktionen S, R, W, $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ 14
6. Betrachtungen über die Tabulierung der Störungen beim Hekubatypus und die dabei einzuhaltende Genauigkeit. 17

Zweites Kapitel.

Ableitung genäherter absoluter Elemente für die Planeten (86) Semele und (223) Rosa.

1. Allgemeine Bemerkungen über die Bestimmung absoluter Elemente und über ihre Verbesserung aus den Beobachtungen. 19
2. Bestimmung der absoluten Elemente für (86) Semele 20
3. Bestimmung der absoluten Elemente für (223) Rosa 26

Drittes Kapitel.

Aufstellung spezieller Bewegungstafeln mit der wahren Länge als Argument für die Planeten des Hekubatypus. Numerisches Beispiel für (86) Semele.

1. Vorbemerkungen über die hier benutzte Methode der Tabulierung 30
2. Umformung der Störungsgleichungen für R, W, $\mathfrak{Z}$ und $\frac{d\mathfrak{Z}}{dv}$ durch Vereinigung der langperiodisch elementaren Funktionen $\eta \frac{\sin}{\cos} \Pi$ und $\sin j \frac{\sin}{\cos} \sigma$ sowie der konstanten Teile $e' \frac{\sin}{\cos} \pi'$ und $\sin i' \frac{\sin}{\cos} \Omega'$ mit den Koeffizienten 32

Seite

3. Weitere Transformation der Störungsgleichungen durch Herausnahme des langperiodisch charakteristischen Teiles aus den Argumenten 36
4. Berechnung spezieller Bewegungstafeln mit v als Argument für (86) Semele 38
5. Berechnung einer Hilfstafel zur Ermittlung der mittleren Länge L und der genäherten wahren Länge v für (86) Semele. Näherungsverfahren zur Ermittlung des wahren Wertes von v. Formeln für die heliozentrischen Ekliptikalkoordinaten und instantanen Elemente 42
6. Numerisches Beispiel für Berechnung der Störungen nach Tafel VIII, 1—3 sowie eines Ortes und instantaner Elemente für (86) Semele. 45

Viertes Kapitel.

Zwei Methoden zur Verbesserung absoluter Bahnen aus den Beobachtungen (Säkularvariation der Elemente). Aufstellung hierzu dienender Hilfstafeln für (86) Semele.

§. 1. Verbesserung absoluter Elemente unter Berücksichtigung der Hauptstörungen in Anlehnung an Oppolzers Methode.

1. Allgemeine Betrachtungen über das Bahnverbesserungsproblem in der absoluten Bewegung 48
2. Darstellung der Differenzen „Beobachtung-Rechnung“ durch die Korrektionen der wahren Länge, des Radiusvektor, sowie Neigung und Knoten 50
3. Darstellung der Korrektionen der wahren Länge und des Radiusvektor durch die Korrektionen der absoluten Elemente 54
4. Aufstellung der definitiven Ausdrücke für die Verbesserung absoluter Elemente aus den Beobachtungen 57
5. Herleitung der Ausdrücke für die partiellen Differentialquotienten der Störungen und Tabulierung derselben durch Hilfstafel IX 61
6. Numerische Anwendung dieser Methode der absoluten Bahnverbesserung auf (86) Semele. 63

§ 2. Verbesserung absoluter Elemente unter Berücksichtigung der Hauptstörungen in Anlehnung an Tietjens Methode.

7. Einführung der unverbesserten momentanen Bahnebene als Fundamentalebene. Darstellung der Differenzen „Beobachtung-Rechnung“, bezogen auf diese neue Grundebene, durch die Korrektionen der wahren Länge, des Radiusvektor sowie Neigung und Knoten 69
8. Aufstellung der definitiven Ausdrücke für die Verbesserung absoluter Bahnen aus den Beobachtungen nach dieser Methode 76
9. Numerische Anwendung dieser zweiten Bahnverbesserungsmethode auf (86) Semele . . . 79

Fünftes Kapitel.

Die Berechnung oskulierender Elemente mit Anwendung auf (86) Semele und Tafeln zur Ermittlung von $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$.

1. Herleitung der Gleichungen für die Bestimmung oskulierender Elemente aus den absoluten Elementen und den Störungen 84
2. Berechnung und Tabulierung der Koeffizienten in den Reihen für $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$ für (86) Semele. 89

Seite
3. Numerisches Beispiel zur Bestimmung oskulierender Elemente für Semele 91
4. Ueber die Genauigkeit instantaner Elemente 92

Tafeln.

Tafel I—III.

Allgemeine Tafeln zur Theorie der kleinen Planeten.

Tafel I: 1. Uebersicht über die Koeffizientenbezeichnung für die Entwicklung der Störungsfunktion und ihrer Derivierten bei Masal, Gyldén und Brendel 96
2. Erläuterungen zu Vorstehendem 99
Tafel II: 1. Darstellung der C- sowie $\overline{A}$- und $\overline{B}$-Koeffizienten in Funktion der $g_{n,s} = \gamma_s^{3,n}$ mit Ausnahme von $n = 0$ 101
2. Kontrollformeln 103
3. Die Abteilung $n = 0$ für sämtliche A-, B- und C-Koeffizienten der Brendelschen Theorie 105
4. Ausnahmewerte der A-, B- und C-Koeffizienten für $n = 1$ 108
Tafel III: 1. Faktoren zur Berechnung der C-Koeffizienten nach Tafel II, 1 109
2. Faktoren zur Berechnung der $\overline{A}$- und $\overline{B}$-Koeffizienten nach Tafel II, 1 . . . 110

Tafel IV—VII.

Tafeln zur Berechnung der wichtigsten Störungen I. und II. Ordnung für die mittleren Bewegungen 650″ bis 653″.

Tafel IV: 1. Die A- und $\overline{A}$-Koeffizienten 112
2. Die B- und $\overline{B}$-Koeffizienten 113
3. Die C-Koeffizienten 115
Tafel V: Die q-, r-, p- und z-Koeffizienten nach Formel 36) und 37) 117
Tafel VI: 1. Die Werte der in Formel 1)—24) auftretenden Hilfsgrössen 118
2. Die Werte der in Formel 38) auftretenden Grössen 119
Tafel VII: 1. Die Störungsglieder nullten Grades in S, R und W 120
2. Die Störungsglieder ersten Grades in S, R, W und $\mathfrak{Z}$ 120
3. Die Störungsglieder zweiten Grades in S, R, W und $\mathfrak{Z}$ 122

Tafel VIII—X.

Abgekürzte Bewegungstafeln des Planeten (86) Semele für die Jahre 1900 bis 1951 mit Hilfstafeln für die Säkularvariation der Elemente und Zusammenstellung der Formeln.

Tafel VIII: 1. Tafel zur Berechnung der Gyldénschen mittleren Länge L und der genäherten wahren Länge $[v]$ für eine gegebene Epoche 128
2. Die grösseren Störungsglieder in R und W 130
3. Die kleineren Störungsbeträge in R und W sowie die Neigungsstörungen und gewisse langperiodische elementare Funktionen 132
4. Tafel zur Berechnung der Differentialquotienten $\frac{dR}{dv}$ und $\frac{d(E+W)}{dv}$ bei der Bestimmung oskulierender Elemente 134
Tafel IX: Hilfstafeln zur Säkularvariation der absoluten Elemente von (86) Semele . . 137

Seite

Tafel X: 1. Zusammenstellung der für die Berechnung eines heliozentrischen Ortes, sowie der instantanen und oskulierenden Elemente nötigen Formeln 140

2. Zusammenstellung der für die Verbesserung absoluter Bahnen des Hekubatypus (Säkularvariation der Elemente) nötigen Formeln unter Anlehnung an die Oppolzersche und Tietjensche Bahnverbesserungsmethode 142

Anhang.

Berichtigungen zu meiner Arbeit: „Theorie der kleinen Planeten. Die Planeten vom Hekuba-Typus“ 149

14 JAN. 1908

BRITISH MUSEUM NATURAL HISTORY

ABHANDLUNGEN

DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Kehr, P.**, *Ueber eine römische Papyrusurkunde im Staatsarchiv zu Marburg.* Mit drei Facsimile auf zwei Tafeln. 4. (28 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Ueber Lauterbachs und Aurifabers Sammlungen der Tischreden Luthers.* 4. (43 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 3. **Bonwetsch, N.**, *Das slavische Henochbuch.* 4. (57 S.) 1896. 4 M.

I. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.**, *Der arabische Josippus.* 4. (50 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 5. **Hultsch, Fr.**, *Poseidonios über die Größe und Entfernung der Sonne.* 4. (48 S.) 1897. 3 M.

I. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Buchstabenverbindungen der sogenannten gothischen Schrift.* Mit 5 Tafeln. 4. (124 S.) 1897. 9 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 7. **Leo, Fr.**, *Die Plautinischen Cantica und die hellenistische Lyrik.* 4. (114 S.) 1897. 7 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 8. *Asadî's neupersisches Wörterbuch Lughat-i Furs* nach der einzigen vatikanischen Handschrift herausgegeben von **Paul Horn**. 4. (37 u. 133 S.) 1897. 18 M.

II. Bd. No. 1. **Wellmann, M.**, *Krateuas.* Mit zwei Tafeln. 4. (32 S.) 1897. 3 M.

II. Bd. No. 2. *Das hebräische Fragment der Weisheit des Jesus Sirach* herausgegeben v. **Rudolf Smend.** 4. (34 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 3. **Schulten, Adolf**, *Die Lex Manciana*, eine afrikanische Domänenordnung. 4. (51 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 4. **Kaibel, Georg**, *Die Prolegomena ΠΕΡΙ ΚΩΜΩΙΑΙΑΣ.* 4. (70 S.) 1898. 4 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 5. **Bechtel, Fr.**, *Die einstämmigen männlichen Personennamen des Griechischen*, die aus Spitznamen hervorgegangen sind. 4. (85 S.) 1898. 5 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Spaltung des Patriarchats Aquileja.* 4. (37 S.) 1898. 2 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 7. **Schulten, Adolf**, *Die römische Flurteilung und ihre Reste.* Mit 5 Figuren im Text und 7 Karten. 4. (38 S.) 1898. 5 M.

II. Bd. Nr. 8. **Roethe, Gustav**, *Die Reimvorreden des Sachsenspiegels.* 4. (110 S.) 1899. 8 M.

III. Bd. Nr. 1. *Die charakteristischen Unterschiede der Brüder van Eyck* von **Otto Seek.** 4. (77 S.) 1899. 5 M.

III. Bd. Nr. 2. **Marquardt, J.**, *Ērānšahr nach der Geographie des Ps. Moses Xorenac'i.* Mit historisch-kritischem Kommentar und topographischen Excursen. 4. (358 S.) 1901. 30 M.

III. Bd. No. 3. **Achelis, H.**, *Die Martyrologien, ihre Geschichte und ihr Wert.* 4. (VIII u. 247 S.) 1900. 16 M.

IV. Bd. No. 1. **Tüselmann, Otto**, *Die Paraphrase des Euteknios zu Oppians Kynegetika.* 4. (43 S.) 1900. 4 M.

IV. Bd. No. 2. **Schulten, Adolf**, *Die Mosaikkarte von Madaba* und ihr Verhältnis zu den ältesten Karten und Beschreibungen des heiligen Landes. Mit 3 Kartenbildern u. 1 Figurentafel. 4. (121 S.) 1900. 10 M.

IV. Bd. No. 3. **Wilamowitz-Moellendorff, U. v.**, *Die Textgeschichte der griechischen Lyriker.* 4. (121 S.) 1900. 8 M.

IV. Bd. No. 4. **Rahlfs, Alfred**, *Die Berliner Handschrift des sahidischen Psalters.* Mit drei Lichtdrucktafeln. 4. (154 S.) 1901. 11 M.

IV. Bd. No. 5. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Der Gelegenheitsdichter Venantius Fortunatus.* 4. (140 S.) 1901. 9 M.

IV. Bd. No. 6. **Lüders, Heinrich**, *Über die Grantharecension des Mahābhārata.* (Epische Studien I). 4. (91 S.) 1901. 6 M.

V. Bd. No. 1. **Roethe, Gustav.** *Brentanos ‚Ponce de Leon', eine Saecularstudie.* 4. (100 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 2. **Wellhausen, J.**, *Die religiös-politischen Oppositionsparteien im alten Islam.* 4. (99 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 3. *Neuarabische Volkspoesie* gesammelt und übersetzt von **Enno Littmann.** 4. (159 S.) 1902. 12 M.

V. Bd. No. 4. **Pischel, R.**, *Materialien zur Kenntnis des Apabhraṁśa.* Ein Nachtrag zur Grammatik der Prākrit-Sprachen. 4. (86 S.) 1902. 6 M.

V. Bd. No. 5. **Schulze, Wilhelm**, *Zur Geschichte lateinischer Eigennamen.* 4. (647 S.) 1904. 40 M.

VI. Bd. No. 1. **Kraus, Carl**, *Metrische Untersuchungen über Reinbots Georg.* Mit 2 Excursen. 4. (225 S.) 1902. 16 M.

VI. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Henricus Stephanus über die Regii Typi Graeci.* Mit 2 Tafeln. 4. (32 S.) 1902. 3 M.

VI. Bd. No. 3. **Möller, Hermann**, *Ein hochdeutsches und zwei niederdeutsche Lieder von 1563–1565 aus dem siebenjährigen nordischen Kriege.* Mit einem Anhang: *Deutsche Lieder aus der Grafenfehde.* 4. (67 S.) 1902. 5 M.

VI. Bd. No. 4. **Pietschmann, R.**, *Pedro Sarmientos Geschichte des Inkareiches.* 4. (CXVIII und 161 S.) 1906. 18 M.

VII. Bd. No. 1. **Bonwetsch, N.**, *Die Theologie des Methodius von Olympus.* 4. (177 S.) 1903. 12 M.

VII. Bd. No. 2. **Wilmanns, W.**, *Der Untergang der Nibelunge in alter Sage und Dichtung.* 4. (43 S.) 1903. 3 M.

Fortsetzung umstehend.

Abhandlungen der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

VII. Bd. No. 3. **Höhlbaum, K.**, *Der Kurverein von Rense i. J. 1338.* 4. 1903. 5 M. 50 Pf.

VII. Bd. No. 4. **Flemming, J.**, und **Lietzmann, H.**, *Apollinaristische Schriften.* 4. (X u. 76 S.) 1904. 8 M.

VII. Bd. No. 5. **Schwartz, E.**, *Ueber den Tod der Söhne Zebedaei.* 4. (53 S.) 1904. 3 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 1. **Meyer, Wilhelm**, *Die Legende des h. Albanus.* 4. (82 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 2. **Frensdorff, F.**, *G. A. v. Münchhausens Berichte über seine Mission nach Berlin im Juni 1740.* 4. (87 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 3. **Schulthess, Fr.**, *Christlich-palaestinische Fragmente der Omajjaden-Moschee zu Damaskus.* Mit 5 Tafeln. 4. (138 S.) 1905. 12 M.

VIII. Bd. No. 4. **Schulten, A.**, *Numantia.* Eine topographisch-historische Untersuchung. Mit 3 Karten. 4. (X u. 112 S.) 1905. 10 M.

VIII. Bd. No. 5. **Leo, Fr.**, *Der Saturnische Vers.* 4. (III u. 80 S.) 1905. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 6. **Schwartz, E.**, *Christliche und jüdische Ostertafeln.* Mit 3 Taf. 4. (198 S.) 1905. 14 M.

IX. Bd. No. 1. *Kitâb ma'ânî al-nafs. Buch vom Wesen der Seele*, herausg. von **I. Goldziher.** 4. (63 u. 69 S.) 1907. 12 M.

IX. Bd. No. 2. **Lüders, H.**, *Das Würfelspiel im alten Indien.* 4. (75 S.) 1907. 5 M.

IX. Bd. No. 3. **Lehmann-Haupt, C. F.**, *Materialien zur älteren Geschichte Armeniens und Mesopotamiens.* Mit 14 Tafeln und 92 Abbildgn. im Text. 4. (183 S.) 1907. 20 M.

IX. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.**, *Analyse der Offenbarung Johannis.* 4. (34 S.) 1907. 2 M.

IX. Bd. No. 5. **Hultzsch, E.**, *Annambhaṭṭas Tarkasaṃgraha, ein Kompendium der Dialektik und Atomistik, mit des Verfassers eigenem Kommentar, genannt Dîpika.* 4. (VI u. 57 S.) 1907. 4 M.

Mathematisch-physikalische Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Koenen, A. v.**, *Ueber Fossilien der Unteren Kreide am Ufer des Mungo in Kamerun.* Mit 4 Tafeln. 4. (48 S.) 1897. 5 M.

Nachtrag dazu. 4. (S. 49 — 65 mit Tafeln V—VII.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Brendel, Martin**, *Theorie der kleinen Planeten.* Erster Teil. 4. (171 S.) 1898. 16 M.

I. Bd. No. 3. **Schur, W.**, *Ableitung relativer Oerter des Mondes gegen die Sonne aus heliometrischen Messungen von Sehnenlängen ausgeführt auf der Sternwarte zu Göttingen während der partiellen Sonnenfinsternisse von 1890 Juni 16/17 (Beobachter: Schur, Ambronn u. Hayn) und von 1891 Juni 6 (Beobachter: Schur).* Mit 3 Plänen der Sternwarte nebst Verzeichniss der grösseren Instrumente. 4. (26 S.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 4. **Schur, W.**, *Vermessung der beiden Sternhaufen h und x Persei mit dem sechszölligen Heliometer der Sternwarte in Göttingen verbunden mit einer Uebersicht aller bis zum Jahre 1900 ausgeführten Instrumentaluntersuchungen.* Mit einer Sternkarte. 4. (83 S.) 1900. 9 M.

II. Bd. No. 1. **Wiechert, E.**, *Theorie der automatischen Seismographen.* 4. (128 S.) 1903. 8 M.

II. Bd. No. 2. **Kramer, Julius**, *Theorie der kleinen Planeten. Die Planeten vom Hecuba Typus.* 4. (153 S.) 1902. 15 M.

II. Bd. No. 3. **Furtwängler, Ph.**, *Ueber das Reciprocitätsgesetz der l^{ten} Potenzreste in algebraischen Zahlkörpern, wenn l eine ungerade Primzahl bedeutet.* 4. 82 S.) 1902. 6 M.

II. Bd. No. 4. **Prasad, G.**, *Constitution of Matter and Analytical Theories of Heat.* 4. (68 S.) 1903. 6 M.

III. Bd. No. 1. **Ehlers, E.**, *Neuseeländische Anneliden.* Mit 9 Tafeln. 4. (79 S.) 1904. 10 M.

III. Bd. No. 2. **Koenen, A. v.**, *Ueber die Untere Kreide Helgolands und ihre Ammonitiden.* Mit 4 Tafeln. 4. (63 S.) 1904. 4 M.

III. Bd. No. 3. **Schur u. Ambronn**, *Die Messungen des Sonnendurchmessers an dem Repsoldschen 6zöll. Heliometer der Sternwarte zu Göttingen.* 4. (126 S. u. 2 Taf.) 1905. 12 M.

III. Bd. No. 4. **Brendel, M.**, *Theorie des Mondes.* 4. (97 S.) 1905. 7 M.

III. Bd. No. 5. **Linke, F.**, *Luftelektrische Messungen bei 12 Ballonfahrten.* Mit 4 Tafeln 4. (30 S.) 1904. 6 M.

IV. Bd. No. 1. **Schwarzschild, K.**, *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* I. Einleitung in die Fehlertheorie optischer Instrumente auf Grund des Eikonalbegriffs. Mit 6 Fig. 4. (31 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.**, *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* II. Theorie der Spiegeltelescope. Mit 9 Fig. 4. (28 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 3. **Schwarzschild, K.**, *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* III. Ueber die astrophotographischen Objektive. Mit 10 Fig. 4. (54 S.) 1905. 4 M.

IV. Bd. No. 4. **Verworn, M.**, *Die archaeolithische Cultur in den Hipparionschichten von Aurillac. (Cantal).* Mit 5 Taf. 4. (56 S.) 1905. 4 M. 50 Pf.

IV. Bd. No. 5. **Meyermann, B.**, *Vermessung der Umgebung des Orionnebels.* 4. (47 S.) 1906. 3 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 1. **Kohlschütter, E.**, *Ergebnisse der Ostafrikanischen Pendelexpedition v. J. 1899 u. 1900.* Mit 16 Tafeln u. 8 Figuren im Text. 4. (VIII u. 229 S.) 1907. 26 M.

V. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.**, *Ueber die totale Sonnenfinsternis vom 30. August 1905.* Mit 5 Tafeln. 4. (73 S.) 1907. 6 M.

V. Bd. No. 3. **Kramer, J.**, *Theorie der kleinen Planeten vom Hekubatypus.*

V. Bd. No. 4. **Ehlers, E.**, *Neuseeländische Anneliden. II.* Mit 16 Figuren. 4. (31 S.) 1907. 2 M.

Druck der Dieterich'schen Univ.-Buchdruckerei (W. Fr. Kaestner), Göttingen.

22 OCT 1907

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 4.

Neuseeländische Anneliden.

II.

Von

E. Ehlers.

BRITISH MUSEUM NATURAL HISTORY

Mit 16 Figuren im Text.

Berlin.
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 4.

Neuseeländische Anneliden.

II.

Von

E. Ehlers.

BRITISH MUSEUM
NATURAL HIST.

Mit 16 Figuren im Text.

Berlin.
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

Neuseeländische Anneliden.

II.

Von

E. Ehlers.

Mit 16 Figuren im Text.

Vorgelegt in der Sitzung vom 11. Mai 1907.

Nach der Veröffentlichung meiner Neuseeländischen Anneliden [1]) erhielt ich von Herrn W. B. Benham in Dunedin N. Z. eine von ihm zusammengebrachte Sammlung dortiger mariner Polychaeten mit der Bitte, sie zu bearbeiten. Begleitet war die Sendung von einer Anzahl von Bemerkungen über die Benennung und Synonymie der Thiere und von Angaben über deren Fundorte sowie über Färbung und Zeichnung und Verhalten der lebenden Würmer.

Ich verdanke Herrn Benham ausserdem die Mitteilung von Notizen über neuseeländische Polychaeten aus einem in weiteren Kreisen wohl nicht bekannt gewordenen Report on experimental trawling by L. F. Ayson 1900 (Wellington). Mittlerweile erschien Hutton Index faunae Novae Zelandiae (London 1904), für die Anneliden eine Erweiterung der früher gegebenen faunistischen Zusammenstellung neuseeländischer Würmer in Hutton Catalogue of the Worms of New Zealand (Transact. and Proceed. New Zealand Institute. Vol. XI. Wellington 1879).

Dieser Index hat für die Anneliden Bedeutung auch dadurch, dass er die damals von den neuseeländischen Küsten in der Literatur behandelten Arten zusammenstellt. Ich habe ihn aber auch zu berücksichtigen, weil in ihm ohne mein Wissen einige Arten mit Namen angeführt sind, die ich brieflich vorläufig mitgetheilt hatte, die sich später aber als unhaltbar herausgestellt haben und daher nun von mir als Synonyme behandelt sind.

Der Bearbeitung der mir zugesendeten Sammlung habe ich mich gerne unterzogen. Gefördert bin ich dabei dadurch, dass in dankenswerter Weise

1) Abhdl. K. Ges. d. W. Göttingen. Math.-phys. Kl. N. F. Bd. III. Nr. 1. Berlin 1904. Ist im Folgenden citirt: Ehlers Neus. Annel.

die Herrn Grobben und von Marenzeller in Wien mir aus den von ihnen verwalteten Sammlungen typische Stücke einiger Arten zur Kenntnisnahme anvertrauten; für die richtige Benennung und Sicherstellung der Synonymie dieser Arten war das von Erfolg.

In die Darstellung der mit der Bearbeitung der Sammlung erhaltenen Ergebnisse habe ich die früher von mir behandelten neuseeländischen Anneliden mit aufgenommen, dagegen die mir nur aus der Literatur bekannten Arten fortgelassen; sie sind im Index Faunae Novae Zelandiae zu finden. Damit beläuft sich die Zahl der von mir gesehenen und aufgeführten Arten auf 84. Es ist aber die Zahl der der neuseeländischen Annelidenfauna angehörenden Polychaeten dadurch keineswegs erschöpft. Es fehlen darin alle pelagisch lebenden Arten, ferner sind im Index faunae Novae Zelandiae Arten verzeichnet, die ich nicht gesehen habe und schliesslich ist durch weitere Sammelthätigkeit gewiss noch eine nicht geringe Zahl von Arten herauszustellen, zumal von Thieren geringerer Körpergrösse; wie denn sicher beispielsweise die Zahl der Syllideen-Arten dieses Gebietes sich als eine weit grössere ergeben wird.

Dagegen reicht das nun vorliegende Material wohl aus, die neuseeländische littorale Annelidenfauna zu charakterisieren. Für die untersuchten Gebiete erscheint sie als eine Grenz- oder Übergangsfauna zwischen dem indopacifischen und dem notialen Gebiete, doch so dass indopacifische Arten numerisch überlegen sind. Als solche sind im Folgenden verzeichnet: Psammolyce antipoda Schm. Nephthys dibranchis Gr., Syllis closterobranchia Schm., Eurymedusa picta Kbg., Irma angustifrons Gr., Nereis vancaurica Ehl., Nereis vallata Gr., Nereis amblyodonta (Schm.), Eunice aphroditois (Pall.), Eunice antennata Sav., Eunice australis Qtfg., Marphysa aenea Blanch., Marphysa depressa (Schm.), Aglaurides fulgidus (Sav.), Lumbriconereis brevicirra (Schm.), Stauronereis incerta (Schm.), Stauronereis australis (Hasw.), Hemipodus simplex (Gr.), Thelepus rugosus Ehl., Terebellides sieboldi Kbg.?, Stylariorides parmatus Gr., Acrocirrus validus v. Mar. Amphitrite vigintipes Gr., Dasychone serratibranchis Gr., Dasychone curta Ehl., Hydroides cumingi Mörch., Protula bispiralis Sav. Zu dieser Gruppe sind als charakteristische Formen die von Hutton [1]) aufgeführten Amphinomiden hinzuzurechnen: Chloeia inermis Qtfgs. [2]) und spectabilis Baird [3]). Dass sich in der Gesammtheit des indopacifischen Gebietes engere Kreise, so ein rein tropischer, werden sondern lassen, deren Mitglieder der neuseeländischen Fauna fern bleiben, ist sehr wahrscheinlich, aber noch im Einzelnen zu begründen.

Als notiale Arten an den neuseeländischen Küsten sind in der folgenden Zusammenstellung enthalten: Nephthys macrura Schm., Eulalia magalaensis Kbg., Nereis kerguelensis (Mc. Int.), Travisia olens Ehl., Laonome ceratodaula Schm., Asychis amphiglypta (Ehl.), Spirorbis perrieri F. Mesn. Ihre Zahl ist darnach

1) Index F. N. Z. pg. 278.

2) Quatrefages Hist. d. Annél. T. I pg. 389.

3) Baird Contrib. Monogr. Amphinomacea. Journ. Proc. Linn Soc. London, Vol. X. 1870, pg. 234.

erheblich geringer als die der indopacifischen Arten. Untersuchungen im Einzelnen werden vielleicht darlegen, dass an den neuseeländischen Küsten selbst Bezirke vorhanden sind, die vorwiegend nach der indopacifischen oder notialen Region ausgestaltet sind.

Anneliden, die bei einer sehr weiten allgemeinen Verbreitung auch bei Neuseeland vorkommen, sind Eumida sanguinea (Örd.), Onuphis tubicola (O. F. Müll.), Aracoda iricolor (Mont.), Polydora polybranchia Hasw., Magelona papillicornis F. Müll., Travisia forbesi Johnst., Owenia fusiformis (d. Ch.).

Aphroditidae.

Aphrodite talpa Qtfgs.

Quatrefages Hist. nat. d. Annelés T. I. 1865. pg. 196.

Fundort: off Otago. 15 Faden.

Aphrodite terrae reginae Hasw.

W. A. Haswell A Monograph of the australian Aphroditea. Proceed. Linn. Soc. New South Wales. Vol. VII. 1883. pg. 271.

Fundort: Golden Bay, 17 Faden — Cape Flinders, Northern Queensland (Haswell).

Harmothoe spinosa Kbg.

Syn. Ehlers Polychaet. magellan u. chil. Strandes. 1901. pg. 41.

Fundort: Otago harbour; off. Otago coast.

Mit dem Nachweis dieser Art an der neuseeländischen Küste erweist sich ihr Verbreitungsbezirk sehr viel ausgedehnter als bislang bekannt, wo die Art als eine der häufigsten Küstenformen des magellanischen Gebietes, und von da als Bewohner der Falkland-Inseln und Südgeorgiens verzeichnet war. Vermutlich ist die Art im antarctischen Kreise circumpolar verbreitet und reicht von da nordwärts bis Neu-Seeland.

Lepidonotus polychroma Schm.

Ehlers Neus. Ann. S. 7.

Syn.? Lepidonotus sinclairi Baird. Baird Contrib. Monogr. Annel. Aphroditacea. Journ. Proc. Linn. Soc. Vol. VIII. 1864. pg. 184.

Fundort: Otago harbour — Foveaux Street, Oysterbeds.

Polynoe (L.) macrolepidota (Schm.).

Ehlers Neus. Ann. S. 8.

Physalidonotus squamosus (Qtfgs.)

EHLERS Neus. Ann. S. 10.

Lepidasthenia comma (Thoms.).

Polynoe comma Thoms. W. MALCOM THOMSON. On a new Polynoid. Transact. New Zeal. Institute Vol. XXXIV 1901.

Fundort: Moeraki, in Röhre von Lanice — Dunedin unter Steinen.

Sthenelais semitecta Ehl.

EHLERS Neus. Ann. S. 10.

Psammolyce antipoda (Schm.).

EHLERS Neus. Ann. S. 13.

Nephthyidae.

Nephthys macrura Schm.

EHLERS Neus. Ann. S. 14.

Fundorte: Dunedin Moeraki — Waibeke, Auckland harbour.

Nephthys dibranchis Gr.

EHLERS Neus. Ann. S. 14.

Phyllodocidae.

Eulalia magalaensis Kbg.

Syn.: EHLERS Polychaet d. chilen. u. magell. Strand. 1901. S. 43.

Fundort: Moeraki.

Nach BENHAMS Angabe war der Wurm im Leben dunkelgrün mit orangefarbenen Kopflappen und Cirren.

Die Art war bislang nur aus dem Magellan-Gebiet und von der chilenischen Küste bekannt.

Eulalia (Porroa) microphylla Schm.

EHLERS Neus. Ann. S. 16.

Fundort: Otago harbour. Pigeon Isl. Dustey Sound.

Die Art ist in den „Neuseeländischen Anneliden" versehentlich als Carobia bezeichnet, statt Porroa, wie QUATREFAGES sie benannt hatte.

Pterocirrus brevicornis Ehl.

Neus. Ann. S. 17.

Fundort: Golden Bay, 13 Faden. Oyster beds, Foveaux strait.

Eumida sanguinea (Örd.).

Syn.: Malmgren Nordiske Hafs-Annulater 1865. S. 97.

Ein unvollständig erhaltenes und zerbrochenes Stück, dessen Länge bei 94 rudertragenden Segmenten ich auf 30 mm schätzte, stimmt mit Ausnahme der besonderen Färbung so gut mit Exemplaren dieser Art aus Tromsöe überein, dass ich deren Namen dafür verwende; über das Fehlen der Papillen am Rüssel kann ich allerdings nur nach den Bildern urteilen, die das aufgehellte Thier lieferte. Die auffallende Färbung und Zeichnung, die der Wurm nach Formol- und Alkohol-Konservierung zeigte, entsprach den Angaben, die Benham davon nach dem lebenden Thiere macht. Danach ist das Thier hellbraun mit schmalen dunkelbraunen Querbändern am Vorderrande eines jeden Segmentes und mit einem dunklen Längsstreifen an der Seite eines jeden Segmentes über der Basis des Paropodium; nach hinten werden die Bänder breiter so dass der Wurm hier dunkelfarbig ist. Kopf und Tentakel sind hellfarbig, ebenso die Rückencirren, diese aber mit einem dunkelbraunen Fleck auf der distalen Hälfte. Von dieser Zeichnung sind am konservierten Thiere die dunkelen Quer- und Längsbänder der Rückenfläche erhalten, und diese erscheint am einzelnen Segment wie ein hellfarbiger Sattel, der ringsum von einem braunen Bande eingefasst ist.

Die mir zum Vergleich vorliegenden Thiere dieser Art aus dem Nordmeere waren sehr ungleich und mannigfaltig von hell zu dunkelbraun gefärbt. Mit Rücksicht darauf kann ich der an diesem neuseeländischen Wurme auftretenden Zeichnung nicht so viel Gewicht beilegen, dass ich ihn unter besonderem Artnamen aufführe.

Vielleicht gehören auch die durch besondere Färbung der Rückenfläche ausgezeichneten Eumida notata Lghs [1]) und Eumida parva [2]) d. St. Jos. in den Varietätenkreis dieser Art, die dann eine weite Verbreitung aufweist.

Syllidae.

Syllis closterobranchia Schm.

Ehlers Neus. Ann. S. 19.

Weitere Verbreitung: Kap der guten Hoffnung (Schmarda), Lüderitz Bucht (Ehlers).

Fundort: Oysterbeds, Foveaux Strait.

Eurymedusa picta Kbg.

Ehlers Neus. Ann. S. 19.

Fundort: Tasman Bay.

Syn. Trypanosyllis occipitalis. Ehlers M. S. Hutton Ind. Faun. Nov. Zel. 1904. p. 345.

1) Langerhans Wurmfauna ven Madeira II. Ztschr. f. wiss. Zool. Bd. XXXIII 1879. pg. 309.

2) de Saint Joseph Annél. polych. d. côtes de Dinard. Ann. sc. nat. Zool. Ser. VII T. V. 1888. pg. 298.

Pterautolytus n. g.

Unterscheidet sich von Autolytus durch den Besitz von zwei grossen Nuchallappen auf der hinteren Grenze des Kopflappen, einen unpaaren Nackenhöcker am Vorderrande der Rückenfläche des ersten Segmentes und Bauchcirren.

Pterautolytus monoceros n. sp.

Ein einfarbiger hellbräunlicher fast fadenförmiger Wurm, dem die, vermutlich nur kurze, hintere Körperstrecke fehlte, hatte bei 22 mm Länge und nicht ganz 1 mm Breite, 102 rudertragende Segmente, seine Rückenfläche war zumal in der vorderen Körperstrecke hoch gewölbt, die Bauchfläche eben; während am Vorderende die Fühler und Cirren der drei ersten Segmente weit vorragen, treten in der übrigen Körperstrecke die Ruder und ihre Rückencirren nur wenig hervor.

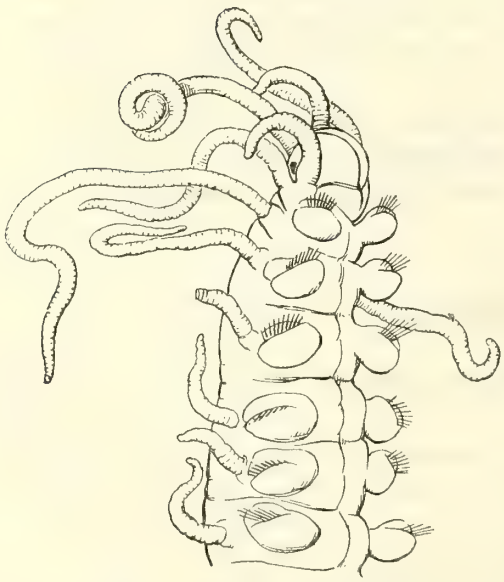


Fig. 1. Pterautolytus monoceros. Vordere Körperstrecke in schräger Seitenlage; die Ventralfläche aufwärts gewendet. Vergr. 16.

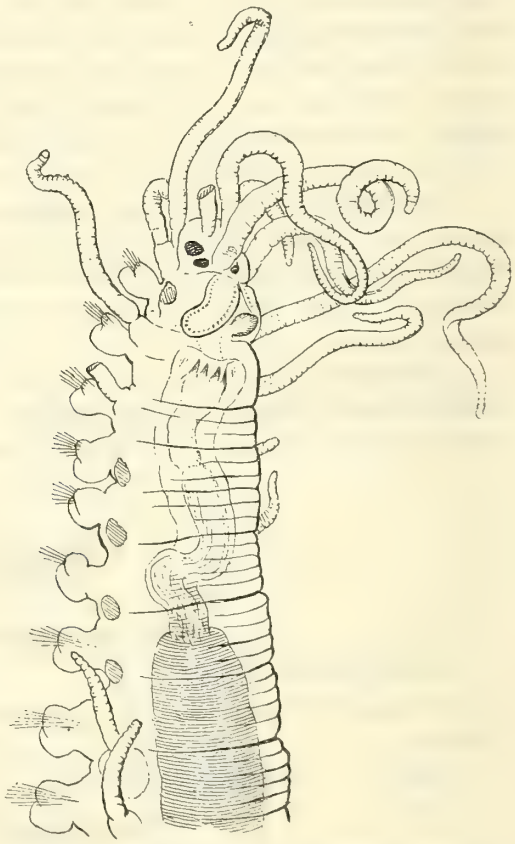


Fig. 2. Dasselbe Thier; in schräger Seitenlage, die Dorsalfläche aufwärts gewendet; aufgehellt in Cedernholzöl; ein Fühler und eine Anzahl Cirren sind abgebrochen; über das erste borstentragende Segment erstrecken sich die Nackenanhänge, zwischen diesen tritt der Nackenhöcker hervor. Vergr. 16.

Der Kopflappen ist eine querovale Platte, die nicht ganz doppelt so breit als lang, etwas länger als das erste Segment ist; auf seiner hinteren Hälfte stehen jederseits zwei schwarze grosse Augen, die beiden vorderen grösseren, unmittelbar vor und etwas weiter lateralwärts gestellt als die hinteren kleineren. Die drei Fühler sind lang fadenförmig, am Ursprung verdünnt, weiterhin, zumal in der Endstrecke dicht geringelt, nicht eigentlich gegliedert; der unpaare entspringt zwischen den hinteren Augen, die paarigen vor den vorderen Augen. Auf der Unterfläche des Kopflappens stehen zwei kegelförmige zusammenstossende Palpen, deren Vorderenden etwas über den Vorderrand des Kopflappens hervorragen.

Auf der Grenze des Kopflappens und ersten Segmentes entspringen, in der Basis zusammenstossend, zwei lange ovale, nach hinten divergirende Lappen, die bis an den Vorderrand des dritten Segmentes reichen; im aufgehellten Thiere treten in ihren Randteilen bräunliche Einlagerungen, vermutlich Drüsensekrete hervor.

Die drei ersten Segmente sind auf der Rückenfläche etwas verschmälert, schwach kielförmig erhoben. Alle vorderen Segmente sind länger als die hinteren, die vorderen etwa dreimal, die hinteren viermal breiter als lang; die vorderen deutlich geringelt, die hinteren ohne Ringelung. Auf der Rückenfläche des zweiten Segmentes steht in dem Winkel zwischen den beiden Nackenplatten, über sie hervorragend, ein birnförmiger Höcker.

Das erste kurze Segment trägt jederseits zwei von kurzen Basalgliedern ausgehende, den Fühlern gleichende Fühlercirren, von denen der obere fast so lang als der unpaare Fühler, doppelt so lang als der untere ist.

Die Ruder der folgenden Segmente sind kurze dicke Höcker, auf deren Spitze zwischen zwei stumpf abgerundeten ungleich grossen Lippen das fächerförmige Borstenbündel heraustritt. Dieses enthält bis zu 10 kurze, glashelle schwach gebogene Borsten; auf ihrem verdickten Schaftende steht das sehr kleine, 0,007 mm lange Endglied, das in der Form wie bei Autolytus schmäler als das Schaftende, an ihm mit dünner Basis eingelenkt und doppeltzähnig ist (Fig. 3). — Die Rückencirren der beiden ersten Ruder sind schlank fadenförmig, so lang oder fast so lang wie die oberen Fühlercirren und geringelt; an den folgenden Rudern sind die Rückencirren erheblich kürzer, an den vorderen etwa so lang als drei, an den hinteren so lang wie anderthalb Segmente. — Die Bauchcirren sind dicke stumpfe Höcker, so gross oder grösser als der Borstentragende Ruderteil, mit dessen unterem Umfange sie fast ganz verschmolzen sind; ihre stumpfen Enden ragen so weit oder etwas weiter als die Ruderlippen.

Fig. 3. Pterautolytus monoceros Ehl. Borsten: Ansicht von der Schneide und der Fläche des Endgliedes. Vergr. 1000.

Im aufgehellten Thiere fand sich die dickwandige

Rüsselröhre im Bereiche des 2.—6. Rudertragenden Segmentes, geschlängelt, aber ohne Schlingenbildung; an ihrem Eingange eine Krone mit 8 starken, spitz dreieckigen Zähnen; der Muskelmagen lag im 7.—11. Rudertragenden Segment; er hatte gegen 35 Muskelreifen; hinter ihm schienen zwei grosse Anhangdrüsen zu liegen.

Fundort: Port Chalmers.

Die für diese Art errichtete Gattung ist ein Bindeglied zwischen Syllideen und Autolyteen. Mit der Gattung Autolytus hat sie die Bildung der Anhänge des Kopflappens und der ersten drei Segmente sowie die Form der Endglieder der Borsten gemein, unterscheidet sich von Autolytus durch den Besitz von Bauchcirren an den Rudern; diese Cirren sind aber so weit mit dem Ruderaste verbunden, dass sie die Vorstellung erwecken, es sei durch völlige Verschmelzung der ventralen Cirren mit dem Ruder die kurze gedrungene Form der Autolytusruder enstanden. Die Nackenlappen entsprechen den „Epauletten", die in der Gattung Autolytus vorhanden sind, und mehr noch den Occipitallappen der Gattung Virchowia Lghs. und Amblyosyllis Gr. Mit beiden Gattungen deckt sich Pterautolytus nicht. Der Occipitalhöcker, der zwischen den beiden Nackenlappen hervorragt, ist eine Bildung, die sich bei Syllideen und Autolyteen findet, so bei Syllis notocera Ehl. und Autolytus gibber Ehl. und lappenförmig ausgebildet in den Syllideen-Gattungen Eusyllis, Odontosyllis und Eurymedusa Kbg. Er hat allein als Gattungscharakter vielleicht keinen Werth. In der Bildung des Rüssels entspricht die Gestalt der Zahnkrone am Eingang der Röhre dem Verhalten von Autolytus und Trypanosyllis; das Fehlen der bei Autolyteen oft so stark entwickelten Schlingen der Rüsselröhre weist nach den Syllideen.

Hesionidae.

Irma angustifrons Gr.

Grube Annulata Semperiana. St. Petersbourg 1878. S. 108. Taf. XV, Fig. 12. Taf. VI Fig. 7

Fundort: Port Chalmers — Moeraki.

Diese Annelide war bis jetzt nur von den Philippinen bekannt.

Lycoridae.

Nereis ruficeps Ehl.

Neus. Annel. S. 24.

Nereis vancaurica Ehl.

Neus. Annel. S. 25.

Nereis vallata Gr.

Neus. Annel. S. 26.

Fundort: Dunedin. Kaikura.

Die gewöhnlichste Nereis-Art, fast unter jedem Stein am Ebbestrand. Im Leben meist hellgrünlich, nach hinten mehr oder weniger roth. (Benham).

Nereis australis (Schm.).

Neus. Annel. S. 26.

Fundort: Campbell Isl. Otago harbour. Blueskin Bay, Port Chalmers.

Im Leben dunkel purpurroth mit olivengrünem Glanz und längs der dorsalen Mittellinie mit einer Reihe rechteckiger silberweisser Flecke; Spinndrüsen an den Parapodien im Leben bisweilen weiss, in Alkohol dunkel. — Das Thier baut häutige Röhren, unter Steinen und Corallinen am Ebbestrand (Benham).

Nereis amblyodonta (Schm.).

Neus. Annel. S. 28.

Fundort: Warrington — Auckland harbour.

Das Thier ist im Leben dunkel olivengrün auf der ganzen Rückenfläche, Fühler und Rückencirren weiss, jedes Segment mit einem dunkleren rechteckigen Fleck auf der hinteren Hälfte der Rückenfläche. — Die Art ist weit verbreitet (Benham).

Nereis kerguelensis McInt.

Syn. Ehlers Polych. d. magell. u. chilen. Strandes. 1901. S. 105.

Der Habitus der so bezeichneten Thiere stimmt mit dem von Thieren aus Süd-Georgien überein; und weicht nur durch etwas längere Fühlercirren und spitzere Züngelchen ab.

Fundort: Port Chalmers.

Die Art war bislang nicht von Neuseeland bekannt. Der Nachweis, dass sie, die nach ihrem Vorkommen an den Kerguelen und Süd-Georgien als notiale Art anzusehen war, bei Neuseeland vorkommt, ist dadurch von besonderem Interesse, das v. Marenzeller [1]) sie aus Tiefen von 454 m und 523 m von den canarischen Inseln, und aus 533 m Tiefe im östlichen Mittelmeere nachgewiesen hat. Die von diesen Orten stammenden Thiere haben wie die neuseeländischen spitzere Züngelchen als die Thiere aus Süd-Georgien.

Nereis cricognatha Ehl.

Neus. Annel. S. 29.

Eunicidae.

Onuphis tubicola (O. F. Müll.).

Sgn. Ehlers Borstenwürmer 1868. pg. 296.

Fundort: Wellington.

1) von Marenzeller Polychaeten des Grundes. Wien 1902. S. 15. Denkschr. math.-naturw. Kl. K. Ak. d. Wiss. Bd. LXXIV.

Diese ausserhalb der arctischen und antarctischen Zone weit verbreitete Art hat hier vielleicht die südlichste Grenze ihres Vorkommens.

Eunice aphroditois (Pall.).

Syn. EHLERS Borstenwürmer. 1868. pg. 306.

Fundort: Hauraki Golf.

Ein unausgewachsenes Thier mit dunkel purpurblauer Rückenfläche und weisser Querbinde auf dem vierten rudertragendem Segment; Bauchfläche und Ruder hellfarbiger, nicht weiss; Tentakel weiss gebändert, Cirren purpurfarben, weiss getüpfelt (BENHAM). Die weisse Querbinde der Rückenfläche erhält sich auch bei voll ausgewachsenen Thieren, die in Weingeist conserviert sind. — Ausgewachsene grosse Stücke sind nach BENHAMS Angaben an verschiedenen Orten der neuseeländischen Küste gefunden.

Eunice antennata (Sav.).

SAVIGNY Système des Annélides 1809. pg. 50.

Syn. *E. gaimardi* QUATREFAGES. Hist. des Annelés. I. 1865. pg. 321. HUTTON Ind. Faun. Nov. Zel. 1904 S. 278.

Fundort: South Bluff.

Weit verbreitete pacifische Art.

Eunice australis Qtrfgs.

EHLERS Neus. Annel. S. 30.

Syn. Eunice leuconuchalis Benh. (Report on experimental trawling. New Zealand. 1900. S. 21). HUTTON Ind. Faun. Nov. Zel. 1904. S. 278.

Fundort: Golden Bay.

Marphysa aenea Blanch.

BLANCHARD. Gay Historia fis. y. polit. de Chile. Zool. T. III. Paris. 1849 p. 19. Atl. Anillados. No. 1. Fig. 4. Marphysa Gayi Qtrfgs. QUATREFAGES Hist. d. Annel. I. 1865. pg. 335.

Syn. *Marphysa corallina* (Kbg.).

EHLERS Polychaeten magell. u. chilen. Strandes 1901. p. 131.

Neus. Annel. p. 31.

Fundort: Moeraki.

Von Herrn Professor BÜRGER in Santiago erhielt ich unter dem Namen Marphysa aenea Blanch. grosse bei Aukut, Chiloe, gesammelte Thiere, die mich überzeugten, dass die Marphysa corallina (Kbg.) mit der Marphysa aenea Blanch. identisch ist. Danach ist dieser Name als der ältere für diese Art aufzunehmen.

Marphysa depressa (Schm.).

Ehl. Neus. Annel. S. 33.

Fundort: Auckland harbour.

Lumbriconereis sphaerocephala (Schm.).

Ehl. Neus. Annel. S. 33.

Lumbriconereis brevicirris (Schm.).

Ehl. Neus. Annel. S. 35.

Aglaurides fulgidus (Sav.).

Aglaura fulgida Sav. Savigny, Système des Annélides 1820. p. 13. 54.
Ehlers Borstenwürmer 1869. pg. 408. Grube Annulata Semperiana 1878. S. 172.
Fundort: Tasman Bay 13—20 Faden; off Otago 13 Faden.

Diese im neuseeländischen Report als Halla aufgeführte Art stimmt mit der von Savigny und Grube gegebenen Beschreibung völlig überein, nur fehlen den Thieren die auf den Savignyschen Figuren abgebildeten Nackenanhänge; ich bin überzeugt, dass in diesen Figuren die ausgestülpten Nackenorgane dargestellt sind, die in den vorliegenden Thieren eingezogen waren.

Aracoda iricolor Mont.

Syn.: Aracoda caerulea Schm. teste McIntosh. Marine Annelids of South Afrika. Pt. I. 1903. pg. 46 (Marine investigations of South Afrika).
Fundort: Moeraki.

Ist die von McIntosh aufgestellte Synonymie richtig, so hat diese Art eine weite pacifische und atlantische Verbreitung.

Nach Benhams Aufzeichnung ist der jetzt dunkelgraue Wurm im Leben vorn purpurfarbig, hinten grünlich.

Stauronereis australis (Hasw.).

Ehl. Neus. Annel. S. 37.
Fundort: off Otago — Pattersons inlet, Steward Island.

Farbe im Leben blau rötlich. — Unter Steinen im Schlamm bohrend (Benham).

Stauronereis incerta (Schm.).

Ehl. Neus. Annel. S. 36.
Fundort: Moeraki.

Im Leben glänzend roth; jedes Segment mit drei gleich breiten rothen und weissen Querbändern. Kopflappen mit breitem weissem Querbande an der Basis; Palpen weiss, Tentakel roth, Peristom weiss (Benham).

Glyceridae.

Glycera ovigera Schm.

Ehl. Neus. Annel. S. 37.
Fundorte: Purakaaui — Steward Isl. Kaikoura Auckland harbour.

Hemipodus simplex (Gr.).

Ehl. Neus. Annel. S. 37.
Fundorte: Moeraki — Wellington.

Goniadidae.

Goniada (Glycinde) dorsalis Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 38.

Spionidae.

Spio aequalis Ehl.

Neus. Annel. S. 40.

Polydora monilaris Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 43.

Polydora polybranchia Hasw.

Ehl. Neus. Annel. S. 44.
Fundort: Moeraki.

Scolecolepides n. g.

Kopflappen vorn am breitesten mit schmalem bis an das zweite Segment reichenden Occipitallappen; 4 Augen; an den Vorderecken unter dem Seitenrande jederseits mit einem am Ursprung deutlich abgesetzten cylindrischen Anhang. Ruder überall zweiästig, in der vordern Körperstrecke mit langen Lippen und dorsalen langen mit der Lippe nur in der Ursprungsstrecke verbundenen Kiemen, in der hinteren Körperstrecke mit kleinen Lippenblättern ohne Kiemen; Borsten in den vorderen Segmenten in beiden Ruderästen nur capillar, in den hinteren Segmenten in beiden Ästen capillar und lange Haken. Analsegment mit einem Kranz von langen fadenförmigen Papillen.

Diese Gattung unterscheidet sich von Scolecolepis nach der Begrenzung, die Fel. Mesnil (1896) gegeben hat, durch den Schwund der Kieme in der hinteren Körperstrecke, von der Gattung Laonice, mit der sie im Verhalten der Kiemen übereinstimmt, durch den Besitz von gedeckten Hakenborsten im oberen Bündel und durch die Anhänge des Kopflappens.

Scolecolepides benhami n. sp.

Das einzige in ganzer Länge erhaltene Exemplar war etwa 28 mm lang und 1,3 mm breit, hatte 206 borstentragende Segmente, und war in Weingeist einfarbig gelblich grau.

Der Kopflappen ist etwa doppelt so lang als in der vorderen Hälfte breit, am vorderen graden schwach dreilappigen Vorderrande am breitesten, läuft in der hinteren Hälfte schmal wulstartig aus und ragt damit bis an den Vorderrand des zweiten Segmentes; die vier kleinen schwarzen Augen stehen auf der halben Länge, jederseits zwei nahe dem Seitenrande, die vorderen etwas weiter von

einander getrennt als die hintern; die an den Vorderecken unter dem Seitenrande stehenden deutlich abgesetzten Fortsätze sind drehrunde dicke Faden fast so lang als der Vorderrand des Kopflappens breit ist. — Fühlercirren waren nicht vorhanden (Fig. 4).

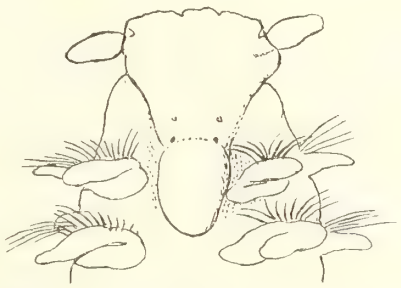


Fig 4. Scolecolepides benhami n. sp. Rückenfläche des Kopflappens und der vordern Segmente. Vergr. 25.

Die Segmente der vorderen Körperstrecke sind durch die grössere Entwicklung der Lippenblätter und den Besitz von Kiemen auffallend von den hinteren unterschieden; sie sind etwa fünf- bis sechsmal breiter als lang, während die hinteren dreimal breiter als lang sind; dem entsprechend stehen die vorderen Parapodien dichter aneinander als die hinteren.

Die zweiästigen Ruder sind an den vorderen Segmenten stärker als an den hinteren entwickelt; ihre beiden Äste stehen unmittelbar übereinander. Am oberen Aste der vorderen Ruder tritt der zweireihige Borstenfächer zwischen einem vorderen niederen und einem hinteren hohen lanzettförmigen Lippenblatt aus; neben diesem langen Lippenblatt steht die Kieme; an den vorderen Rudern wenig länger als die Lippe und kürzer als die Segmentbreite nimmt sie rasch an Länge zu und wird ein spitz kegelförmiger, am Ende hakenartig gebogener Faden, der über die Lippe weit hinausragt und so lang als die Breite des Segmentes wird, mit Blutgefässschlinge im Innern. Lippe und Kieme sind in den vorderen Rudern nur in ihrer basalen Strecke verbunden, mit der Verlängerung der Kieme nimmt sie das Lippenblatt mehr und mehr an sich, doch bleibt dessen Endstrecke immer frei. — Mit dem 86. Ruder hört die Kiemenbildung plötzlich auf (Fig. 5). — Der untere Ast dieser Ruder hat eine langovale hintere Lippe, vor der der Borstenfächer austritt und über die er hinausragt.

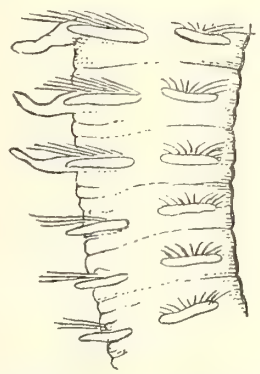


Fig. 5. Scolecolepides benhami n. sp. Übergang der kiementragenden Segmente in die kiemenlosen; Seitenlage. Vergr. 25.

In der kiemenlosen längeren hinteren Körperstrecke werden die Ruder kürzer, der obere Ast ist ein kegelförmiger Höcker, über dessen Spitze die Lippe anfänglich wenig vorragt, sie wird nach hinten länger, fast cirrusähnlich; es scheint, dass der Schwund der Kieme von ihrem Verschmelzen mit der oberen Lippe veranlasst ist. Am unteren Ruderaste ist eine ähnliche Lippe.

Die Borsten sind in beiden Ruderästen der vorderen acht Segmente capillar, von hier treten im ventralen Aste neben den Capillarborsten braune nadelförmige Borsten auf; diese Nadeln gehen bis zum 30. Segment. — Im dorsalen Aste der letzten hundert Segmente stehen neben den Capillarborsten Hakenborsten; solche treten im ventralen Aste vom 64. Segmente ab auf. — Die Capillar-

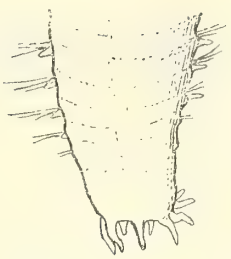


Fig. 6. Scolecolepides benhami n. sp. Afterende. Verg. 25.

borsten sind überall doppelt gesäumt, in den vorderen Rudern breiter als in den hinteren. Die Hakenborsten haben eine kurze gedeckte Endstrecke mit einfachem Doppelendhaken. Die braunen Nadeln in den ventralen Ästen der vorderen Segmente sind vielleicht umgewandelte Haken, dafür spricht, dass ihre Spitze bisweilen wie zu einem kleinen Endhaken ausgebildet ist.

Das Analsegment trägt im Umfange der terminalen Afteröffnung einen Kranz von zehn gleichlangen fadenförmigen Papillen (Fig. 6).

Fundort: Moeraki.

Magelona papillicornis F. Müll.

Fundort: Waiheke, Auckland barbour.

Ich kann diese von den europäischen, afrikanischen und amerikanischen atlantischen Küsten bekannte Art von dem vorliegenden Thiere nicht unterscheiden. Sie gehört danach auch dem pacifischen Bereiche an.

Ariciidae.

Aricia papillosa n. sp.

Die mehr oder minder stark ventralwärts eingerollten Würmer sind einfarbig gelblich grau oder bräunlich, in der Länge fast gleichbreit, mit platter Rücken- und gewölbter Bauchfläche; eng gegliedert, die hintere Körperstrecke vor der vorderen durch die verlängerten Ruderlippen und Kiemen ausgezeichnet.

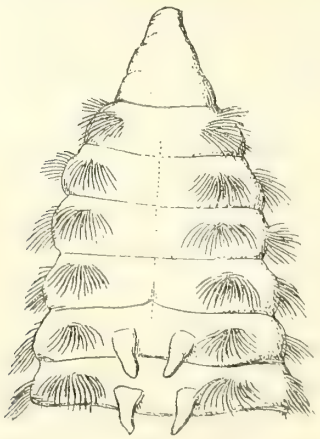


Fig. 7. Aricia papillosa n. sp. Rückenfläche der vorderen Körperstrecke. Vergr. 16.

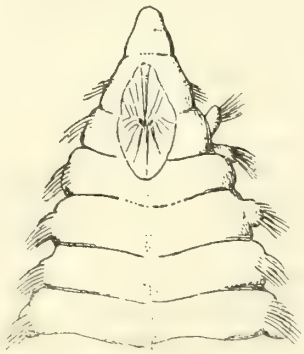


Fig. 8. Aricia papillosa n. sp. Bauchfläche der vorderen Körperstrecke. Vergr. 16.

Völlig erhaltene Thiere fehlen; bei 190 Segmenten war ein Wurm 50 mm lang und etwa 2 mm breit.

Der nackte Kopflappen ist spitz kegelförmig, etwas länger und an der Basis etwas schmaler als das Buccalsegment (Fig. 7).

Das ruderlose nach hinten verbreitete Buccalsegment ist so lang wie das erste rudertragende aber schmäler als dieses. Der auf der hinteren Grenze der Ventralfläche des ersten borstentragenden Segmentes liegende Mundeingang ist von einem glänzenden gefurchten Randsaume umgeben, der sich nach hinten zu einem bis auf das dritte rudertragende Segment erstreckenden Lippenpolster verbreitert (Fig. 8).

Die folgenden Segmente, deren Grenzen auf der Bauchfläche tiefer als auf der Rückenfläche sind, sind in der vorderen Region dreimal, in der hinteren vier- bis fünfmal breiter als lang. — Die vordere Körperstrecke besteht aus 33 Segmenten, deren Ruder durch die Ausbildung des unteren Astes ausgezeichnet sind; dahinter machen zwei Segmente den Übergang zu der Bildung der hinteren Ruder.

Die beiden Ruderäste stehen überall nahe aneinander, in den vorderen Rudern etwas weiter als in den hinteren von einander getrennt. — Die vorderen Ruder

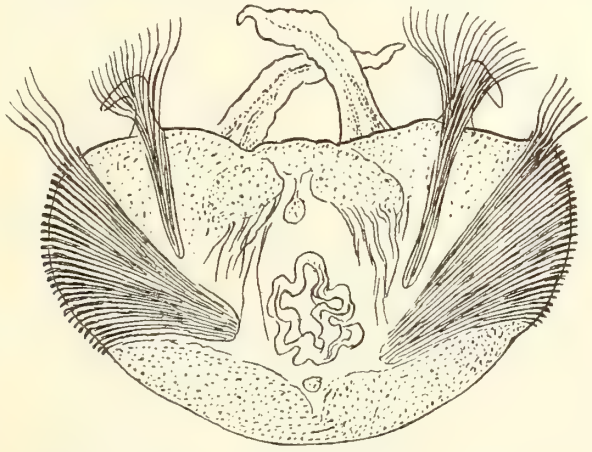


Fig. 9. Aricia papillosa n. sp. Querschnitt auf der Höhe des 13. Parapodium; vordere Fläche. Vergr. 30.

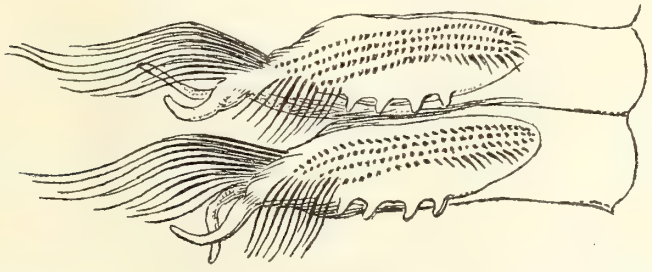


Fig. 10. Aricia papillosa n. sp. Seitenansicht der vorderen thoracalen Segmente. Vergr. 30.

sind am fünften bis sechsten Segment voll entwickelt. Das dorsale bräunlich erscheinende reiche Borstenbündel tritt aufwärts gerichtet medianwärts vom

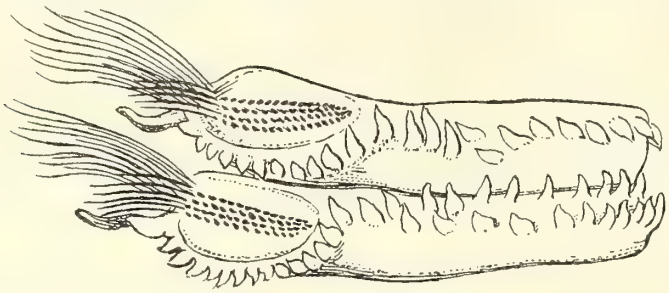


Fig. 11. Aricia papillosa n. sp. Seitenansicht der hinteren thoracalen Segmente. Vergs. 30.

Rande der Rückenfläche aus einem niedrigen Höcker aus, hinter dem sich eine schlanke kegelförmige Lippe erhebt. Die einzelne schlanke kantige Capillarborste ist in der Endstrecke auf einer Fläche mit feingesägten Blättchen besetzt, die in den breitesten Borsten zweitheilig erscheinen. — Der Borstenhöcker des unteren Astes nimmt die Flanke der Segmente ein; er trägt eine Bürste von Nadeln, die in fünf Reihen stehen, und meist neben der oberen Strecke der hinteren Reihe, seltener deren ganzen Länge eine Reihe von langen Capillarborsten. Die stumpfen Nadeln sind goldbraun, am Ende gebogen und hier auf der einen Fläche platt, bisweilen schwach rinnenartig vertieft, in der Regel glatt, bei einzelnen aber mit schwacher querer Rippung vor der Endstrecke, in der Substanz mit längslaufender feiner Streifung. Die daneben stehenden Capillarborsten sind wie die dorsalen gestaltet (Fig. 12). Hinter der Bürste steht eine Lippe, deren freier Rand mit kurzen kegelförmigen Papilleu — bis zu zwölf — besetzt ist (Fig. 10. 11).

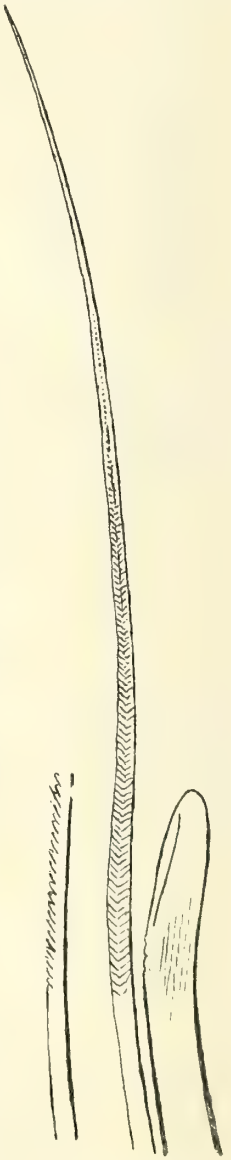


Fig. 12. Nadel und Capillarborsten aus dem ventralen Parapodialaste. Vergr. 460.

An den Rudern der hinteren Segmente ist der dorsale kegelförmige Borstenhöcker etwas grösser als der entsprechende der vorderen Ruder und steht näher dem Seitenrande der Rückenfläche als dieser; sein schlankes aufwärts gerichtetes Borstenbündel enthält gelbliche lange einfache glatte Capillarborsten; die hinter ihm stehende Lippe ist über einer cylindrischen kurzen Basalstrecke in der grösseren spitz auslaufenden Endstrecke abgeplattet und am lateralen Rande dergestalt erweitert, dass sie messerförmig wird (Fig. 13). Der ventrale dicht unter dem dorsalen stehende Borstenhöcker läuft mit zwei fast gleich langen kegelförmigen Lippen aus, zwischen denen ein schwächeres aufwärts gerichtetes Bündel von einfachen Capillarborsten austritt; in der vor-

deren Lippe liegt eine einfache braune Stütznadel; hart am unteren Rande des Borstenhöckers steht ein kegelförmiger Bauchcirrus, dessen Spitze wenig über den Ursprung der Lippen hinausragt.

Die Kiemen stehen vom fünften borstentragenden Segment ab überall nahe der dorsalen Mittellinie und getrennt vom dorsalen Ruderaste; es sind schlanke kegelförmige vascularisirte Fortsätze, die überall länger als die dorsalen Lippen

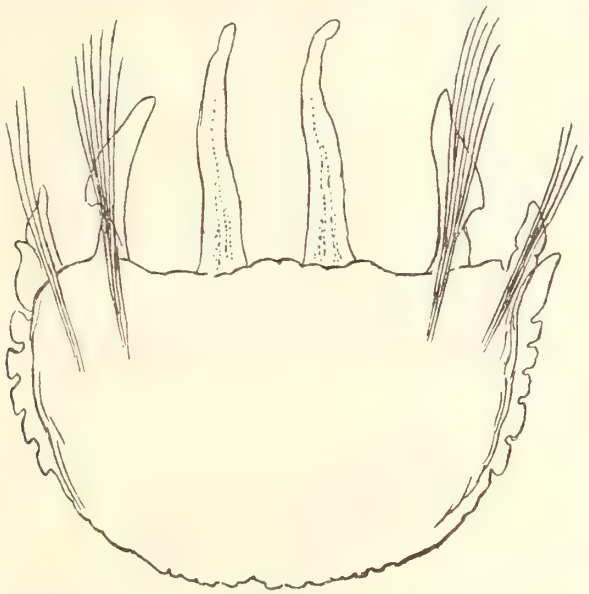


Fig. 13. Aricia papillosa n. sp. Querschnitt auf der Höhe des 75. Parapodium; vordere Fläche. Vergr. 30.

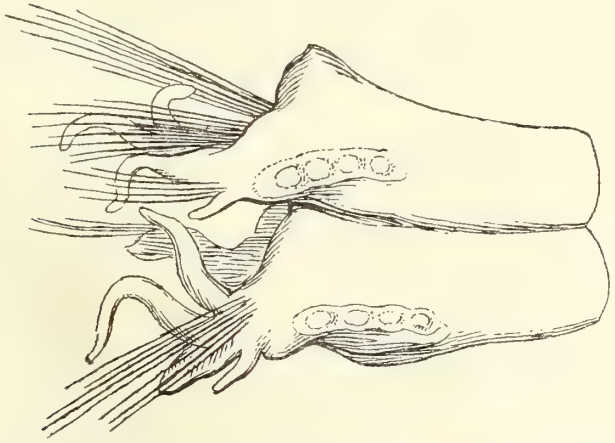


Fig. 14. Seitenansicht zweier abdominaler Segmente. Vergr. 30.

sind, wie diese an den hinteren Segmenten sich verlängern und dann niedergelegt bis an den Hinterrand des nächsten Segmentes reichen (Fig. 9, 13).

Reihen von Bauchpapillen stehen vom 25. bis 37. Segment, an den beiden ersten dieser Segmente jederseits nur zwei Papillen, dann nimmt ihre Zahl rasch zu, und die von ihnen gebildeten Querreihen laufen über die ganze Breite der Bauchfläche, nicht immer in nur einer Reihe, sondern bisweilen auch unregelmässig mehrreihig; überall stehen sie im Anschluss an die Papillen der hinteren Ruderlippe, auf der Bauchfläche der Segmente nahe deren Vorderrande (Fig. 11). Wo die Querreihen der Papillen aufhören stehen unter der Basis des Borstenhöckers an der ventralen Ecke des Bauchcirrus wie von queren Einschnitten gebildete stumpfe Höcker und bilden eine kurze Reihe (Fig. 13, 14); sie verstreichen an den hinteren Rudern.

Nur an einem Exemplare war ein unverletztes, vermutlich aber regenerirtes Hinterende, eine lange cylindrische Endstrecke mit terminaler Afteröffnung ohne Anhänge; davor standen an ungegliederter Strecke kleine unentwickelte Parapodien. Danach dürfte es sich um ein in Regeneration nicht völlig entwickeltes Afterende handeln.

Fundort: Waiheke, Auckland harbour.

Scoloplos cylindrifer Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 45.

Opheliidae.

Travisia forbesi Johnst.

Ehl. Neus. Annel. S. 46.

Travisia olens Ehl.

Ehlers Polychaeten der hamburg. Magalh. Sammelreise 1897 pg. 89.

Die mir vorliegenden Stücke weichen in den Segmentzahlen von den aus der Magellan-Strasse stammenden Thieren ab, die Unterschiede scheinen mir aber zur Zeit nicht bedeutsam genug, um daraufhin für sie eine neue Art zu begründen.

Ein 56 mm langer Wurm mit 6,5 mm grösster Breite hatte 39 borstentragende Segmente statt 31, die ich an einem grösseren Thiere aus der Magellan-Strasse gezählt hatte. Dem entsprechend ist die Entwicklung der Parapodien und der Wülste in der hinteren Körperstrecke etwas ungleich; die Rinnenbildung zwischen den hinteren Parapodien tritt bei dem magellanischen Wurm vom 20. Segment, beim neuseeländischen vom 17. Segment deutlich auf, und damit wechselt die Segmentzahl, an welcher der erste quere Rückenwulst auftritt um ein geringes; ich halte gleichfalls für belanglos, dass bei der magellanischen Form die letzten 10, bei den neuseeländischen die letzten 13 Segmente nicht drei-, sondern zweiringelig sind. Vielleicht erweisen sich diese Unterschiede bei der Durchsicht eines grösseren Materiales von beiden Lokalitäten überhaupt nicht als stichhaltig.

Fundort: Moeraki.

Telethusae.

Arenicola claparedi Lev.?

Levinsen Systemat-geograf. Övers. nord. Annulata. Vid. Meddel. naturh. Foren. Kjöbenhavn. 1883. pg. 134.

Die Benennung ist nach der Zahl der 6 vorderen kiemenlosen Segmente und der 13 Paare von Kiemen gemacht; sie ist unsicher, da die Untersuchung des einzigen, nicht sonderlich gut erhaltenen Stückes auf die Anwesenheit von Otocrypten nicht gemacht werden konnte. So ist es möglich, dass es sich um Arenicola assimilis Ehl. var affinis Ashw handelt, die durch die angegebenen Verhältnisse von der typischen neuseeländischen Form dieser Art abweicht.

Fundort: Warrington.

Die weitere Verbreitung dieser aus dem Mittelmeere bekannten Art bleibt noch festzustellen, bis jetzt ist sie auch von der Nordwestküste Nordamerikas nachgewiesen. — Der neuseeländischen Fauna gehört sonst Arenicola assimilis Ehl. mit der Varietät affinis Ashw [1]) an. Die Stammform ist notial.

Chloraemidae.

Flabelligera lingulata Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 47.

Fundort: D' Urville Isl.

Die Würmer sind nach Benhams Mittheilungen im Leben teils grünlich-blau, teils dunkelbraun; die Färbung stammt von den zahlreichen in der umhüllenden Gallertschicht stehenden Papillen. — Sie wurden an verschiedenen Orten im Hafen von Auckland und weiterhin gefunden. Benham ist geneigt, darin die Pherusa bicolor Schmarda zu sehen.

Flabelligera semiannulata Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 49.

Stylarioides parmatus Gr.

Grube Annulata Semperiana. 1878. S. 199. Taf. XI. Fig. 1.

Fundort: Waiheke, Auckland harbour.

Die Thiere weichen von der Beschreibung, die Grube von Stylarioides parmatus Gr. gegeben hat, nicht ab, und darauf hin führe ich sie unter diesem Namen auf. Über die Bildung der nicht ausgestreckten Tentakel habe ich allerdings nichts erfahren. Ich füge dann einiges hinzu, was Grube nicht erwähnt hat: die langen Capillarborsten sind wie bei anderen Arten eng gegliedert;

1) J. H. Ashworth The anatomy of Arenicola assimilis. Ehl. Quart. Journ. microsc. Sc. Vol. 46 New. Ser.

neben den ventralen, starken goldgelben Nadeln steht je eine dünne helle Nadel; die Endstücke der starken Hakenborsten sind nicht abgesetzt.

Scalibregmidae.

Oncoscolex dicranochaetus Schm.

Syn. Eumenia analis Ehlers. M. S. Hutton Ind. Faun. Nov. Zel. 1904. pg. 346.
Ehl. Neus. Annel. S. 51.

Cirratulidae.

Timarete ancylochaeta Schm.

Ehl. Neus. Annel. S. 58.
Fundort: Dunedin.

Cirratulus (Cirrinereis) nuchalis n. sp.

Von den nach Benhams Angabe im Leben purpurfarbenen, nach der Weingeistconservierung rothbraunen Würmern hatte ein etwa 55 mm langes Thier 375 borstentragende Segmente, vom 6.—25. Segment war es spindelförmig bis auf 2 mm verdickt, sonst gleichmässig etwas über 1 mm breit. In dieser vorderen Körperstrecke sind die, sonst überall vorhandenen Rückenfäden, sehr stark verlängert und zu dichtem Knäuel verfilzt.

Der Kopflappen ist kurz kegelförmig, auf der Dorsalfläche gewölbt, auf der Bauchfläche platt.

Die drei Buccalsegmente sind verschmolzen, nur selten waren zwischen ihnen die Segmentgrenzen zu sehen; zusammen sind sie so lang wie die folgenden fünf Segmente; auf der Dorsalfläche sind sie hoch gewölbt und in der Medianfläche mehr oder minder stark zu einer Längsleiste erhoben.

In der vorderen Körperstrecke sind die vorderen borstentragenden Segmente fünfmal breiter als lang, die folgenden verkürzen sich dann stark, so dass sie zwölfmal breiter als lang werden, in der hinteren Körperstrecke sind die Segmente wieder länger, und dann etwa viermal breiter als lang.

Sie tragen an den Seiten zwei dicht aneinanderstehende kurze kegelförmige Parapodien und in jedem von diesen ein langes seidig glänzendes Borstenbündel; alle Borsten sind einfach capillar und glatt, Nadeln kommen daneben nicht vor.

Vom vierten borstentragenden Segment ab steht an jedem, nahe über dem dorsalen Parapodium, ein Faden, an den ersten kurz, bald aber, vom 8. Ruder ab, sehr stark verlängert; solche verlängerte Fäden finden sich dann an einer kleinen (8—10) Zahl von Segmenten, und bilden zusammen das für den Gesammthabitus so charakteristische durch Verflechtung entstandene Knäuel. In der ganzen hintern Körperstrecke sind die, oft abfallenden Fäden sehr viel kürzer. Die Dicke der Fäden ist sehr ungleich; eine Regel über deren Ver-

theilung konnte ich nicht finden, vermutlich geht sie auf ungleiche Contraction zurück; ein Theil der Fäden war auf mehr oder minder weite, zusammenhängende oder unterbrochene Strecke durch braunschwarze eingelagerte Masse dunkel gefärbt; dass diese geronnenes Blut sei, konnte ich nicht feststellen.

Am einfachen Analsegment steht terminal eine weite Afteröffnung.

Fundort: Waiheke, Auckland harbour.

Nach dem Verhalten der Borsten und Fäden gehört die Art in die Gruppe Cirrinereis. Sie steht dem gleichfalls dunkelfarbigen Cirratulus tenuisetis Gr.[1]) nahe, doch soll hier schon das dritte Segment Borsten tragen. Zur Gattung Labranda Kbg. ist sie wegen der glatten Borsten nicht zu stellen.

Acrocirrus validus v. Mar.

v. Marenzeller Südjapanische Anneliden I. Denkschrift math. naturw. Kl. K. Ak. d. Wiss. Wien. Bd. XLI. 1879. S. 40.

Die Benennung dieser Thiere mit dem voranstehenden Namen ist nicht ganz einwandfrei. Bei dieser Unsicherheit bat ich Herrn v. Marenzeller mir die von ihm untersuchten Thiere zur Ansicht zu senden, um sie mit den neuseeländischen vergleichen zu können. Die Bitte wurde in dankenswerter Weise erfüllt. Ein Vergleich der Stücke führte die aus der Beschreibung v. marenzellers mir entgegengetretenen Unterschiede vor, bestärkte mich aber in der Auffassung, dass diese auf ungleiche Erhaltungszustände zurückgehen möchten. Die neuseeländischen Thiere waren grösser und segmentreicher als die japanischen, bei 126 mm Länge fand ich 210 Segmente, die Körperverhältnisse übrigens ähnlich: Nach Benhams Angaben sind die ersteren im Leben schön dunkelgrün, in Weingeist aufbewahrt sammetschwarz, die japanischen Würmer waren im Leben schwärzlich-grünlich braun, später dunkel ockerbraun, ein wohl nur auf ungleiche Erhaltung zurückgehender Unterschied. Damit fällt auch zusammen, dass die neuseeländischen Würmer straff und fest, die japanischen weich und schlaff, erstere mit stärkeren Segmentalfurchen und längeren Segmenten als letztere versehen sind. Und hierauf führe ich auch die Unterschiede zurück, die sich am Kopflappen und den Rudern finden. v. Marenzeller beschreibt zutreffend von den japanischen Thieren auf der hinteren Kopflappenhälfte eine unpaare biskuitförmige und zwei paarige von diesen getrennte Erhebungen, während bei den neuseeländischen Thieren statt der biskuitförmigen Erhebung eine mit der Spitze nach hinten gerichtete, herzförmige grosse Papille steht und davor je eine seitliche quere Leiste; diese Bildungen entsprechen wohl Nackenorganen in ungleichen Ausdehnungszuständen. — Die auf dem hellfarbigen Grunde des Kopflappens bei den japanischen Thieren deutlich hervortretenden Augen sind bei den neuseeländischen Würmern auf dem dunklen Grunde nur schwer zu erkennen. — Die Anhänge der vorderen Körperstrecke, die zum grössten Theil fehlen, sind nach dem Verhalten der Basalfelder, von denen sie abgefallen sind, übereinstimmend. — Eine andere Differenz verzeichne ich von den Parapodien.

---

[1]) Grube Arch. f. Natgesch. Jhrg. 26. I 1860 pg. 90.

Die ventralen Borsten treten bei den neuseeländischen Würmern unter einer wenig hervortretenden Erhebung aus, während sie bei den japanischen Thieren, wie v. Marenzeller beschreibt, „aus einem gut entwickelten Borstenhöcker“ austreten, „welcher durch eine stark vorspringende an der Unterseite ausgehölte dorsale und eine unbedeutendere ventrale knopfförmige Partie ausgezeichnet ist“. Diese letztere sowie die daran sich anschliessenden Papillen auf der Bauchfläche des Segmentes vermisse ich bei den neuseeländischen Formen. Ich führe das auf ungleiche Dehnungszustände des Integumentes um so mehr zurück, als ich diese Bildung auch bei den japanischen Thieren nicht überall finde.

Bis auf Weiteres wird man die neuseeländischen Würmer als identisch mit den japanischen ansehen dürfen.

Fig. 15. Capitellides dispar n. sp. Vordere Körperstrecke. Seitenlage. Vergr. 15.

In Neuseeland waren die Thiere nach Benhams Angaben an ungleichen Lokalitäten gefunden, frei lebend unter Steinen, Knäuel bildend am Ebbestrand.

Fundort: Portobello, Auckland harbour; Takapuna. — Weitere Verbreitung: Ostküste der Insel Enosima (Japan).

Capitellidae.

Capitellides n. g.

Capitellide ohne scharfe äusserliche Sonderung von Thorax und Abdomen, erstes Segment ohne ventrales Borstenbündel; Borsten der vorderen 11 Segmente nur capillar, die aller hinteren Segmente lange Haken.

Capitellides dispar n. sp.

Der im Habitus einer Capitella gleichende bräunliche Wurm hatte bei einer Länge, die ich auf 40 mm schätzte, 84 borstentragende Segmente, war in seiner Länge gleichmässig 1 mm dick, drehrund. Eine äusserliche Sonderung

in eine thoracale und abdominale Strecke tritt nur unter Vergrösserungen zu Tage. Die Oberfläche der vorderen Segmente erschien unter starker Vergrösserung gerunzelt, sonst und weiterhin glatt.

Der kurze kegelförmige Kopflappen ist in das Buccalsegment eingezogen; Augen habe ich an ihm, auch am aufgehellten Thiere, nicht gesehen.

Die borstentragenden Segmente werden vom elften ab deutlich zweiringelig. Die Segmente der vorderen Körperstrecke sind kurz, 1,5 mal breiter als lang, vom 20.—32. Segment auffallend verlängert, weiterhin verkürzt und bei starker Ausprägung der Ringelung kürzer als in der vorderen Körperstrecke. Diese Grössenverhältnisse mögen individuellen Schwankungen unterworfen sein, sind aber wohl im Allgemeinen immer vorhanden und erinnern an die Darstellung, die Eisig von der Körperform der Capitelliden gegeben hat.

Die 11 vorderen borstentragenden Segmente, die einem Thorax entsprechen, haben nur gesäumte Capillarborsten, das erste von ihnen nur ein dorsales Bündel, die folgenden je ein dorsales und ein ventrales fächerförmig gespreiztes Bündel, weit von einander getrennt. — Genitalborsten habe ich nicht gefunden.

An den folgenden Segmenten steht jederseits ein dorsaler und ventraler Fächer von langgestielten Haken, der dorsale etwas grösser als der ventrale. Die Spitzen der Haken sind bald nach vorn, bald nach hinten gerichtet; der Halstheil des Hakens ist lang, wenn auch kürzer als die schwach gebogene Endstrecke; die gedeckte Endspitze hat einen grösseren Endzahn und einen deutlich getrennten Scheitelzahn.

An einzelnen Segmenten war die Austrittstelle der Borsten parapodienähnlich erhoben. Kiemen habe ich nicht gesehen; faltige Erhebungen der Haut in der Umgebung der Austrittstellen der Borstenbündel kann ich nicht dafür ansprechen.

Untersuchungen an zahlreicheren, zumal lebenden Thieren müssen entscheiden, ob die Thiere etwa Jugendzustände sind, deren als Artcharaktere angesprochene Eigenthümlichkeiten sich mit reiferem Alter ändern.

Fundort: Waiheke, Auckland harbour.

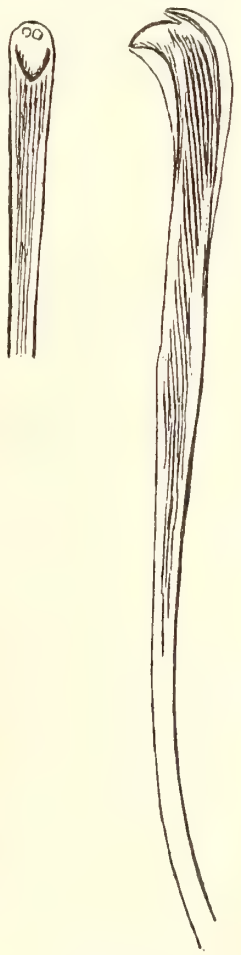


Fig. 16. Capitellides dispar n. sp. Haken in Seitenlage und Scheitelansicht. Vergr. 1000.

Maldanidae.

Clymenella insecta Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 54.

Hierzu gehören vermutlich Fragmente von Thieren die im Leben rothbraun waren.

Fundort: Auckland harbour; Otago.

Asychis amphiglypta (Ehl.).

Maldane amphiglypta Ehl.

Ehlers Polychaeten. Ergebn. hamburg. magell. Sammelreise. 1897 pg. 119. Ivar Arwidsson Studien über die skandinavischen und arktischen Maldaniden. Upsala 1906. pg. 262. (Zoolog. Jhrbch. Abt. f. System. Suppl. Bd. 9).

Im Leben hellroth (Benham). Die Furchen auf der Kopflappenplatte sind tiefer als bei den Thieren von Südgeorgien, die Capillarborsten doppelt gefiedert, an den Hakenborsten steht statt eines Deckblattes ein Haarsaum. Das sind wohl nur Differenzen von individueller Bedeutung.

Fundort: Waiheke, Auckland harbour. Weitere Verbreitung: Süd-Georgien.

Ammocharidae.

Owenia fusiformis (d. Ch.).

Syn.: de Saint Joseph Annél. polych. d. côtes de France. Ann. sc. nat. Zool. Ser. VIII. T. V. pg. 397.

Fundort: Dunedin.

Das vorliegende Stück kann ich nicht von anderen Exemplaren dieser, wie es scheint, kosmopolitischen Art unterscheiden.

Hermellidae.

Pallasia quadricornis (Schm.).

Ehl. Neus. Annel. S. 56.

Amphictenidae.

Pectinaria (Lagis) australis n. sp.

Ehl. Neus. Annel. S. 56.

Ampharetidae.

Ehl. Neus. Annel. S. 58.

Terebellidae.

Amphitrite vigintipes Gr.

GRUBE Beschreibung neuer oder wenig bekannter Annel. Monatsber. Akad. Wiss. Berlin. Jhrg. 1869. p. 509.

MARENZELLER Südjapanische Anneliden II. Denkschr. math. naturw. Kl. Kais. Ak. d. Wiss. Wien Bd. XI. 14. 1884. p. 199.

Fundort: Otago harbour — Waiheke — Otago harbour.

Neben einem Thier, das völlig mit den Angaben von v. MARENZELLER übereinstimmt, fanden sich solche mit nur zwei Kiemenpaaren. Da schon v. MARENZELLER über eine Reduktion des dritten Kiemenpaares bei dieser Art berichtet, so ist sein völliger Schwund für die Charakteristik der Art ohne Belang.

Die dieser Art ähnliche Amphitrite chloraema Schm. unterscheidet sich durch andere Papillen und Scheitelzähne an den Haken.

Thelepus rugosus Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 59.

Nach BENHAM die häufigste Terebellide der neuseeländischen Küste.

Lanice conchylega (Pall.).

Syn.: DE SAINT JOSEPH Annél. polych. d. côtes de Dinard. Ann. sc. nat. Zool. Ser. VII. T. 17. 1894. pg. 211.

Fundort: Moeraki.

Neben dem Wurme, den ich so zu benennen habe, lag das Bruchstück einer mit Fremdkörpern bekleideten Röhre, deren Eingangsöffnung mit platten- und fadenförmigen Anhängen besetzt war, wie es von dieser Art bekannt ist.

Nicolea gracilibranchis (Gr.).

GRUBE Annulata Semperiana. 1878. pg. 230. Taf. XII Fig. 6. v. MARENZELLER Südjap. Annel. II. Denkschr. math.-naturw. Kl. Kais. Akad. d. Wiss. Wien. Bd. XLIX. 1884. pg. 207.

Fundort: Otago harbour.

Neben einem grossen durch den Besitz von Eiern als Weibchen gekennzeichneten Thiere von 65 Segmenten, auf das die durch v. MARENZELLER ergänzte GRUBESCHE Beschreibung dieser Art gut passte, fand sich ein anderes von 94 Segmenten, das 21 Bündel von Capillarborsten und 19 Bauchpolster statt 17 Bündel von Capillarborsten und 16 Bauchpolster wie das Weibchen hatte. Bei ihm lag auf einer Anzahl von Segmenten am Seitenumfange eine weisse klumpige Masse, die nach der mikroskopischen Untersuchung offenbar Sperma war. Nach seiner Lage dürfte dieses vom Thiere beim Konservieren entleert und das Thier danach ein Männchen, die Differenz in der Zahl der Borstenbündel und Bauchpolster vielleicht eine sexuelle sein. „Überzählige" Borstenbündel sind von Nicolea-Arten erwähnt; ihr Vorkommen ist nach dieser Erfahrung zu prüfen.

Leprea haplochaeta Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 59.

Syn.: *Leprea orotavae* LANGERHANS. EHLERS M. S. HUTTON Ind. Faun. Nov. Zel. 1904. pg. 345.

Terebellides sieboldi Kbg?

Ehl. Neus. Annel. S. 61.

Sabellidae.

Branchiomma suspiciens Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 62.

Fundort: Akawa.

Die Wohnröhren dieser Art, deren hornähnliche bräunliche mit Schlamm bedeckte Wandung bereits erwähnt ist, bilden lange, zusammengeheftete, fast grade Bündel.

Laonome ceratodaula (Schm.).

Ehl. Neus. Annel. 64.

Dasychone serratibranchis Gr.

GRUBE: Annulata Semperiana. 1878. pg. 262. Taf. XIV. Fig. 7.

Das untersuchte Exemplar weicht in der Färbung von GRUBES Schilderung der Art ab: die Grundfarbe des Korpus ist gelblich mit braunvioletten grossen und kleinen Flecken. Es war bei 35 mm Gesammtlänge grösser als GRUBES Exemplar, stimmte in der Zahl der Segmente damit überein, hatte aber mehr Kiemenstrahlen — 31 in jeder Hälfte — und eine grössere Zahl von Borsten.

Fundort: Rangatoto, Auckland harbour.

Weitere Verbreitung: Philippinen (GRUBE).

Dasychone curta Ehl.

EHLERS Annel. d. Sammlg. Plate. Zool. Jahrb. Suppl. Fauna chilensis II. 1906. p. 263. — Polychaeten des magellan. u. chilen. Strandes. 190 S. 216.

Die Thiere sind kleiner als die von mir beschriebenen Stücke von Juan Fernandez, damit fällt zusammen dass sie weniger Kiemenstrahlen (26) haben. Ich verzeichne als weitere Abweichungen, denen ich kein besonderes Gewicht beilege, dass die Kothfurche sich auf die Rückenfläche fortsetzt und dass die Haken nicht 2, sondern 4—5 Scheitelzähne in einer Querreihe tragen.

Fundorte: Steward Island.

Weitere Verbreitung: Juan Fernandez.

Potamilla laciniosa Ehl.

Ehl. Neus. Annel. S. 66.

Serpulidae.

Spirobranchus (?) cariniferus Gray.

Vermetus cariniferus Gray. Dieffenbach Travels in New Zealand. Vol. II. London 1843. p. 242.

Baird Description of several new Species and Varieties of Tubicolous Annelides. Journ. of the Proceed. Linn. Soc. Vol. VIII. pg. 13.

Hutton Catalogue of the hitherto described Worms of New Zealand. Transactions and Proceed. New Zealand Institute Vol. XI Wellington 1879 pg. 326.

Die Benennung dieser Art stützt sich zunächst auf die Gestaltung der sehr kenntlich beschriebenen Röhren. Die daneben liegenden und darin steckenden Würmer sind nach der Bildung der Kiemen und der Form der Borsten, zumal der besonders gestalteten Capillarborsten des ersten thorakalen Borstenbündels als zur Gattung Spirobranchus gehörend bezeichnet. Diese Zuweisung ist deshalb unsicher, weil die Form des Deckels unbekannt blieb, denn auffallender Weise fehlte die Deckelplatte an allen Thieren, der Deckelstiel war kurz und endete mit einer queren Fläche, die augenscheinlich eine Bruchfläche war, in einem Falle scheinbar vernarbt und im Beginn einer Regeneration. Ob hier ein durch Autotomie herbeigeführter Zustand vorliegt oder eine durch äussere Eingriffe an gleicher Stelle hervorgerufene Verletzung ist nicht zu sagen. Von Gray wird ein horniger kreisförmiger Deckel ohne weitere Beschreibung erwähnt. Das würde nicht gut zu Spirobranchus passen. Die Kragenbildung entspricht in der Ausgestaltung eines langen spitz dreieckigen ventralen Medianzipfels dem Kragen von Spirobranchus tricornis Mörch. Spirobranchus tetraceros Schmarda von Neu-Süd-Wales hat einen auf der Bauchseite gespaltenen Kragen.

Von Hutton ist diese Art als zweifellos mit Placostegus caeruleus Schm. zusammenfallend angesehen, und vor ihm hatte sich Baird in gleichem Sinne geäussert. Wahrscheinlich haben beide in der That Placostegus caeruleus (Schm.) vor sich gehabt; das ist wahrscheinlich, da Baird angiebt, dass der Kiel auf der Oberfläche der Röhre hinter der Mündung sich verdopple und dann eine Rinne bilde. Das passt auf die Röhre von Placostegus caeruleus Schm.; bei den Röhren die ich auf Spirobranchus cariniferus Gray beziehe, habe ich das nicht gesehen.

Fundort: Steward Island.

Galeolaria hystrix Mörch.

Mörch Revisio critica Serpulidarum. Naturhist. Tidskr. 3 R. 1. Bd. 1863.

Eupomatus Boltoni Baird Journ. Linn. Soc. London. Vol. VIII. 1864. p. 12. Taf. I. Fig. 2. Taf. II. Fig. 10.

Vermilia rosea Quatrefages Hist. nat. des Annelés Taf. II. Pt. 2. 1865. p. 532 Pl. 20. Fig. 10. 11. — W. A. Haswell The marine Annelides of the order Serpulea Proceed. Linn. Soc. New South Wales. Vol. IX. Sydney 1885. pg. 667. Ehlers Neus. Annel. S. 70.

Ein völliges Freilegen der Unterfläche der aus Kalktafeln zusammengesetzten Deckelscheibe dieser Thiere, die ich nach dem Verhalten der freien Oberfläche

auf Vermilia rosea Qtfgs. bezogen hatte, zeigte mir das Bild, das Mörch davon für seine Galeolaria hystrix gegeben hatte und gab mir die Berechtigung zur Aufstellung der voranstehenden Synonymie. Eine bestimmte Zahl der Kalktafeln, aus denen sich die Deckelplatte zusammensetzt und die Mörch in die Diagnose der Art aufgenommen hat, besteht offenbar nicht, sie wechselt, wenn auch nicht in grosser Breite.

Fundort: Wellington — Otago harbour.

Weitere Verbreitung: French Pass — Port Jackson Australien.

Pomatoceros caeruleus (Schm.).

Placostegus caeruleus Schmarda Neue wirbellose Thiere. I. II. 1861. pg. 29.

Pomatoceros strigiceps Mörch Revisio critica serpulidarum. — Naturh. Tidskr. 3 R. 1. Bd. 1863. p. 66. — Ehlers Neuseeländische Anneliden. S. 67.

Vermilia Greyi Quatrefages Hist. d. Annel. T. II. 2. 1865. pg. 510.

Die Kenntnisnahme der typischen Stücke dieser Art, die ich Herrn Grobben in Wien verdanke, überzeugte mich, dass Pomatocerus caeruleus (Schm.) synonym mit Pomatocerus strigiceps Mörch ist.

Ich kann nach den jetzt erhaltenen Thieren die früher von mir gegebene Beschreibung dieser Art erweitern. An den mit Formol conservierten Thieren ist die blaue Färbung viel weiter ausgedehnt als ich angegeben, erstreckt sich bisweilen über das ganze Thier. — Die braunen von mir erwähnten Flecke fehlen dann. — Die Kiemenstrahlen laufen bei gut erhaltenen Thieren mit feiner nackter Endspitze aus, doch dürfte das variiren. — Sehr wechselnd ist die Gestaltung der freien Fläche der Deckelscheibe; die in der Regel auf ihr vorhandenen Höcker fehlen bisweilen ganz; die Fläche ist dann auch trichterförmig vertieft. — Auch hier habe ich Fälle gesehen, bei denen die ganze Deckelplatte fehlte. — Die Zähnelung des Randes der Kragenmembran fehlte bisweilen.

Die Synonymie von Vermilia Greyi Qtfgs. ist noch zu sichern.

Fundort: Auckland harbour.

Hydroides (Eucarphus) cumingi Mörch.

Ehl. Neus. Annel. 70.

Serpula vasifera Hasw.

Haswell The marine Annelids of the order Serpulea. Proceed. Linn. Soc. New South Wales Vol. IX. For the year 1884. Sydney 1885. pg. 668.

Die an der eigenthümlichen, den Namen gebenden Form des Deckels leicht kenntliche Art ist von Haswell ausreichend beschrieben. Ich erwähne, dass bei den mir vorliegenden Thieren neben dem ausgebildeten Deckel stets ein rudimentärer vorhanden ist; die Stellung der beiden wechselt von der einen Kiemenhälfte zur andern, so dass der ausgebildete Deckel bald der rechten, bald der linken Hälfte angehört.

Fällt die Art mit der Serpula zetlandica Baird [1]) zusammen?

1) Baird Description of several new species and varieties of tubicolous Annelids. Journ. of the Proceed. Linn. Soc. Vol. VIII. 1863. p. 21.

Protula bispiralis Sav.

Savigny Systeme des Annelides Description. de l'Egypte. H. N. tome I. 3 e partie) p. 75.
Quatrefages Histoire naturelle des Annelés. T. II. 2. 1865. p. 467.

Ein grosses Exemplar — ohne Röhre — stimmt gut mit der Beschreibung überein, die Savigny von dieser Art gegeben hat. Nicht erwähnt finde ich grosse, offenbar von Drüsenzellen gebildete weisse Streifen auf der Mantelmembran, die sich an die Capillarborstenbündel anschliessen. Thoracale Haken, die Savigny als wenig sichtbar bezeichnet, habe ich nicht gesehen; diese Haken fehlen auch bei anderen Arten dieser Gattung. Quatrefages bezeichnet die abdominalen Haken als einfache Platten; dem kann ich nicht zustimmen; die Haken sind auf der Schneide deutlich gezähnelt.

Nach einer Angabe von Benham, der den Wurm als einen Verwandten von Protula bispiralis ansieht, findet sich die Art bei Timara in 40 Faden Tiefe, und bewohnt lange, vielleicht mehrere Fuss lange weisse kalkige Röhren von $^1/_2$ cm Durchmesser.

Savigny und nach ihm Quatrefages ziehen zu dieser Art die bei Seba [1]) als Urtica marina americana abgebildete Serpulide, wie mir scheint mit Unrecht; der hier abgebildete Wurm ist schwerlich eine Protula. Es spricht gegen diese Zusammenstellung auch die Herkunft dieses abgebildeten Wurmes von St. Thomas, während das von Quatrefages erwähnte Thier von Peron, also im ostindischen oder pacifischen Meere gesammelt war.

Fundort: Steward Isl.

Filigrana sp.

Ehl. Neus. Annel. S. 72.

Spirorbis sp.

Ehl. Neus. Annel. S. 72.

Spirorbis perrieri Caull. et F. Mesn.

M. Caullery et F. Mesnil Études sur la morphol. comp. chez les Spirorbes. Bull. scient. de la Belgique T. XXX. 1897. p. 208. — Ehlers Polychaeten d. magell. u. chilen. Strandes. S. 223.

Die auf Pflanzen angesiedelten Thiere stimmten mit den magellanischen Stücken überein.

Fundort: Dunedin.

Weitere Verbreitung magellanisches und patagonisches Gebiet.

1) Albertus Seba Locupletissimi rerum naturalium thesauri accurata descriptio T. I. Amstolodami 1734. p. 45. tab. 29. Fig. 1. 2.

22 OCT. 1897
BRITISH MUSEUM

ABHANDLUNGEN

DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Kehr, P.**, *Ueber eine römische Papyrusurkunde im Staatsarchiv zu Marburg.* Mit drei Facsimile auf zwei Tafeln. 4. (28 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Ueber Lauterbachs und Aurifabers Sammlungen der Tischreden Luthers.* 4. (43 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 3. **Bonwetsch, N.**, *Das slavische Henochbuch.* 4. (57 S.) 1896. 4 M.

I. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.**, *Der arabische Josippus.* 4. (50 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 5. **Hultsch, Fr.**, *Poseidonios über die Größe und Entfernung der Sonne.* 4. (48 S.) 1897. 3 M.

I. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Buchstabenverbindungen der sogenannten gothischen Schrift.* Mit 5 Tafeln. 4. (124 S.) 1897. 9 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 7. **Leo, Fr.**, *Die Plautinischen Cantica und die hellenistische Lyrik.* 4. (114 S.) 1897. 7 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 8. *Asadi's neupersisches Wörterbuch Lughat-i Furs* nach der einzigen vatikanischen Handschrift herausgegeben von **Paul Horn**. 4. (37 u. 133 S.) 1897. 18 M.

II. Bd. No. 1. **Wellmann, M.**, *Krateuas.* Mit zwei Tafeln. 4. (32 S.) 1897. 3 M.

II. Bd. No. 2. *Das hebräische Fragment der Weisheit des Jesus Sirach* herausgegeben v. **Rudolf Smend.** 4. (34 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 3. **Schulten, Adolf**, *Die Lex Manciana*, eine afrikanische Domänenordnung. 4. (51 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 4. **Kaibel, Georg**, *Die Prolegomena ΠΕΡΙ ΚΩΜΩΙΑΙΑΣ.* 4. (70 S.) 1898. 4 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 5. **Bechtel, Fr.**, *Die einstämmigen männlichen Personennamen des Griechischen*, die aus Spitznamen hervorgegangen sind. 4. (85 S.) 1898. 5 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Spaltung des Patriarchats Aquileja.* 4. (37 S.) 1898. 2 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 7. **Schulten, Adolf**, *Die römische Flurteilung und ihre Reste.* Mit 5 Figuren im Text und 7 Karten. 4. (38 S.) 1898. 5 M.

II. Bd. Nr. 8. **Roethe, Gustav**, *Die Reimvorreden des Sachsenspiegels.* 4. (110 S.) 1899. 8 M.

III. Bd. Nr. 1. *Die charakteristischen Unterschiede der Brüder van Eyck* von **Otto Seek**. 4. (77 S.) 1899. 5 M.

III. Bd. Nr. 2. **Marquardt, J.**, *Ērānšahr nach der Geographie des Ps. Moses Xorenac'i.* Mit historisch-kritischem Kommentar und topographischen Excursen. 4. (358 S.) 1901. 30 M.

III. Bd. No. 3. **Achelis, H.**, *Die Martyrologien, ihre Geschichte und ihr Wert.* 4. (VIII u. 247 S.) 1900. 16 M.

IV. Bd. No. 1. **Tüselmann, Otto**, *Die Paraphrase des Euteknios zu Oppians Kynegetika.* 4. (43 S.) 1900. 4 M.

IV. Bd. No. 2. **Schulten, Adolf**, *Die Mosaikkarte von Madaba* und ihr Verhältnis zu den ältesten Karten und Beschreibungen des heiligen Landes. Mit 3 Kartenbildern u. 1 Figurentafel. 4. (121 S.) 1900. 10 M.

IV. Bd. No. 3. **Wilamowitz-Moellendorff, U. v.**, *Die Textgeschichte der griechischen Lyriker.* 4. (121 S.) 1900. 8 M.

IV. Bd. No. 4. **Rahlfs, Alfred**, *Die Berliner Handschrift des sahidischen Psalters.* Mit drei Lichtdrucktafeln. 4. (154 S.) 1901. 11 M.

IV. Bd. No. 5. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Der Gelegenheitsdichter Venantius Fortunatus.* 4. (140 S.) 1901. 9 M.

IV. Bd. No. 6. **Lüders, Heinrich**, *Über die Grantharecension des Mahābhārata.* (Epische Studien I). 4. (91 S.) 1901. 6 M.

V. Bd. No. 1. **Roethe, Gustav**, *Brentanos ‚Ponce de Leon'*, eine Saecularstudie. 4. (100 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 2. **Wellhausen, J.**, *Die religiös-politischen Oppositionsparteien im alten Islam.* 4. (99 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 3. *Neuarabische Volkspoesie* gesammelt und übersetzt von **Enno Littmann**. 4. (159 S.) 1902. 12 M.

V. Bd. No. 4. **Pischel, R.**, *Materialien zur Kenntnis des Apabhraṁśa.* Ein Nachtrag zur Grammatik der Prākrit-Sprachen. 4. (86 S.) 1902. 6 M.

V. Bd. No. 5. **Schulze, Wilhelm**, *Zur Geschichte lateinischer Eigennamen.* 4. (647 S.) 1904. 40 M.

VI. Bd. No. 1. **Kraus, Carl**, *Metrische Untersuchungen über Reinbots Georg.* Mit 2 Excursen. 4. (225 S.) 1902. 16 M.

VI. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Henricus Stephanus über die Regii Typi Graeci.* Mit 2 Tafeln. 4. (32 S.) 1902. 3 M.

VI. Bd. No. 3. **Möller, Hermann**, *Ein hochdeutsches und zwei niederdeutsche Lieder von 1563–1565 aus dem siebenjährigen nordischen Kriege.* Mit einem Anhang: *Deutsche Lieder aus der Grafenfehde.* 4. (67 S.) 1902. 5 M.

Fortsetzung umstehend.

Abhandlungen der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

VI. Bd. No. 4. **Pietschmann, R.,** *Pedro Sarmientos Geschichte des Inkareiches.* 4. (CXVIII und 161 S.) 1906. 18 M.

VII. Bd. No. 1. **Bonwetsch, N.,** *Die Theologie des Methodius von Olympus.* 4. (177 S.) 1903. 12 M.

VII. Bd. No. 2. **Wilmanns, W.,** *Der Untergang der Nibelunge in alter Sage und Dichtung.* 4. (43 S.) 1903. 3 M.

VII. Bd. No. 3. **Höhlbaum, K.,** *Der Kurverein von Rense i. J. 1338.* 4. 1903. 5 M. 50 Pf.

VII. Bd. No. 4. **Flemming, J.,** und **Lietzmann, H.,** *Apollinaristische Schriften.* 4. (X u. 76 S.) 1904. 8 M.

VII. Bd. No. 5. **Schwartz, E.,** *Ueber den Tod der Söhne Zebedaei.* 4. (53 S.) 1904. 3 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 1. **Meyer, Wilhelm,** *Die Legende des h. Albanus.* 4. (82 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 2. **Frensdorff, F.,** *G. A. v. Münchhausens Berichte über seine Mission nach Berlin im Juni 1740.* 4. (87 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 3. **Schulthess, Fr.,** *Christlich-palaestinische Fragmente der Omajjaden-Moschee zu Damaskus.* Mit 5 Tafeln. 4. (138 S.) 1905. 12 M.

VIII. Bd. No. 4. **Schulten, A.,** *Numantia.* Eine topographisch-historische Untersuchung. Mit 3 Karten. 4. (X u. 112 S.) 1905. 10 M.

VIII. Bd. No. 5. **Leo, Fr.,** *Der Saturnische Vers.* 4. (III u. 80 S.) 1905. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 6. **Schwartz, E.,** *Christliche und jüdische Ostertafeln.* Mit 3 Taf. 4. (198 S.) 1905. 14 M.

IX. Bd. No. 1. *Kitâb ma'ânî al-nafs. Buch vom Wesen der Seele*, herausg. von **I. Goldziher.** 4. (63 u. 69 S.) 1907. 12 M.

IX. Bd. No. 2. **Lüders, H.,** *Das Würfelspiel im alten Indien.* 4. (75 S.) 1907. 5 M.

IX. Bd. No. 3. **Lehmann-Haupt, C. F.,** *Materialien zur älteren Geschichte Armeniens und Mesopotamiens.* Mit 14 Tafeln und 94 Abbildgn. im Text. Im Druck.

IX. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.,** *Analyse der Offenbarung Johannis.* 4. (34 S.) 1907. 2 M.

Mathematisch-physikalische Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Koenen, A. v.,** *Ueber Fossilien der Unteren Kreide am Ufer des Mungo in Kamerun.* Mit 4 Tafeln. 4. (48 S.) 1897. 5 M.

Nachtrag dazu. 4. (S. 49 — 65 mit Tafeln V—VII.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Brendel, Martin,** *Theorie der kleinen Planeten.* Erster Teil. 4. (171 S.) 1898. 16 M.

I. Bd. No. 3. **Schur, W.,** *Ableitung relativer Oerter des Mondes gegen die Sonne aus heliometrischen Messungen von Sehnenlängen ausgeführt auf der Sternwarte zu Göttingen während der partiellen Sonnenfinsternisse von 1890 Juni 16/17 (Beobachter: Schur, Ambronn u. Hayn) und von 1891 Juni 6 (Beobachter: Schur).* Mit 3 Plänen der Sternwarte nebst Verzeichniss der grösseren Instrumente. 4. (26 S.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 4. **Schur, W.,** *Vermessung der beiden Sternhaufen h und x Persei mit dem sechszölligen Heliometer der Sternwarte in Göttingen verbunden mit einer Uebersicht aller bis zum Jahre 1900 ausgeführten Instrumentaluntersuchungen.* Mit einer Sternkarte. 4. (88 S.) 1900. 9 M.

II. Bd. No. 1. **Wiechert, E.,** *Theorie der automatischen Seismographen.* 4. (128 S.) 1903. 8 M.

II. Bd. No. 2. **Kramer, Julius,** *Theorie der kleinen Planeten. Die Planeten vom Hecuba Typus.* 4. (153 S.) 1902. 15 M.

II. Bd. No. 3. **Furtwängler, Ph.,** *Ueber das Reciprocitätsgesetz der l^{ten} Potenzreste in algebraischen Zahlkörpern, wenn l eine ungerade Primzahl bedeutet.* 4. 82 S.) 1902. 6 M.

II. Bd. No. 4. **Prasad, G.,** *Constitution of Matter and Analytical Theories of Heat.* 4. (68 S.) 1903. 6 M.

III. Bd. No. 1. **Ehlers, E.,** *Neuseeländische Anneliden.* Mit 9 Tafeln. 4. (79 S.) 1904. 10 M.

III. Bd. No. 2. **Koenen, A. v.,** *Ueber die Untere Kreide Helgolands und ihre Ammonitiden.* Mit 4 Tafeln. 4. (63 S.) 1904. 4 M.

III. Bd. No. 3. **Schur u. Ambronn,** *Die Messungen des Sonnendurchmessers an dem Repsoldschen 6zöll. Heliometer der Sternwarte zu Göttingen.* 4. (126 S. u. 2 Taf.) 1905. 12 M.

III. Bd. No. 4. **Brendel, M.,** *Theorie des Mondes.* 4. (97 S.) 1905. 7 M.

III. Bd. No. 5. **Linke, F.,** *Luftelektrische Messungen bei 12 Ballonfahrten.* Mit 4 Tafeln 4. (30 S.) 1904. 6 M.

IV. Bd. No. 1. **Schwarzschild, K.,** *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* I. Einleitung in die Fehlertheorie optischer Instrumente auf Grund des Eikonalbegriffs. Mit 6 Fig. 4. (31 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.,** *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* II. Theorie der Spiegeltelescope. Mit 9 Fig. 4. (28 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 3. **Schwarzschild, K.,** *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* III. Ueber die astrophotographischen Objektive. Mit 10 Fig. 4. (54 S.) 1905. 4 M.

IV. Bd. No. 4. **Verworn, M.,** *Die archaeolithische Cultur in den Hipparionschichten von Aurillac. (Cantal).* Mit 5 Taf. 4. (56 S.) 1905. 4 M. 50 Pf.

IV. Bd. No. 5. **Meyermann, B.,** *Vermessung der Umgebung des Orionnebels.* 4. (47 S.) 1906. 3 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 1. **Kohlschütter, E.,** *Ergebnisse der Ostafrikanischen Pendelexpedition v. J. 1898 u. 1899.* Im Druck.

V. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.,** *Ueber die totale Sonnenfinsternis vom 30. August 1905.* Mit 5 Tafeln. 4. (73 S.) 1907. 6 M.

Druck der Dieterich'schen Univ.-Buchdruckerei (W. Fr. Kaestner), Göttingen.

14 JAN. 1908

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 5.

Untersuchungen

über die

atmosphärischen radioaktiven Induktionen.

Von

H. Gerdien.

Mit 4 Tafeln.

BRITISH MUSEUM NATURAL HISTORY

Berlin,
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

ABHANDLUNGEN
DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.
MATHEMATISCH-PHYSIKALISCHE KLASSE.
NEUE FOLGE BAND V. Nro. 5.

Untersuchungen

über die

atmosphärischen radioaktiven Induktionen.

Von

H. Gerdien.

Mit 4 Tafeln.

Berlin,
Weidmannsche Buchhandlung.
1907.

Untersuchungen über die atmosphärischen radioaktiven Induktionen.

Von

H. Gerdien.

Vorgelegt in der Sitzung vom 11. Mai 1907 von E. Riecke.

Einleitung.

Im Jahre 1899 entdeckten[1]) P. und S. Curie, daß die Wände eines Gefäßes in dem man eine Radiumverbindung aufbewahrt hatte, sich mit einer radioaktiven Substanz bedekt hatten, die von verhältnismäßig geringer Lebensdauer war. Nahezu gleichzeitig hatte Rutherford[2]) bei dem Studium der Thorverbindungen gefunden, daß die Oberfläche von Körpern, die mit Thoremanation in Berührung gekommen waren, sich mit einem radioaktiven Beschlag bedeckt hatten, der sich besonders auf negativ geladenen Flächen niederschlagen ließ. Die nähere Untersuchung der radioaktiven Beschläge von Radium und Thor (excited activity, induced activity) zeigte, daß den Radiuminduktionen in mehrfacher Beziehung ähnliche Eigenschaften zukommen wie den Thorinduktionen. Auch die Radiuminduktionen können vorzugsweise auf der negativen Elektrode angesammelt werden, nur ein geringer Bruchteil geht an die positive Elektrode. Die Überführung der induzierten Aktivität auf die Elektroden geschieht durch Träger, welche in ruhendem Gase den Kraftlinien[3]) des elektrischen Feldes folgen und eine, wie Rutherford[4]) für die Thorinduktionen fand, spezifische Geschwindigkeit besitzen, die von der Größenordnung der spezifischen Geschwindigkeit der Luftionen ist.

1) P. und S. Curie, C. R. **129**, 714, 1899.
2) E. Rutherford, Phil. Mag. Jan. u. Febr. 1900.
3) Fehrle, Phys. Z. S. **3**, 130, 1902.
4) E. Rutherford, Phil. Mag. Jan. 1903.

Im Jahre 1901 gelang es Elster und Geitel[1]), die radioaktiven Induktionen auch in der Atmosphäre nachzuweisen. Ihr Verfahren war folgendes: Ein negativ geladener Draht wurde in geringer Höhe über dem Erdboden für mehrere Stunden in der freien Luft exponiert; er wurde dann auf eine Drahtnetztrommel gewickelt und in den Luftraum gebracht, welcher den Zerstreuungskörper des Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparates umgibt. Aus der Entladungsgeschwindigkeit des mit dem Zerstreuungskörper verbundenen Elektrometers konnte ein Maß für die Menge der auf dem Drahte niedergeschlagenen radioaktiven Substanzen erhalten werden. Als relatives Maß der Aktivität wurde von Elster und Geitel die „Aktivierungszahl" eingeführt, d. h. die Aktivität des Drahtes wurde gemessen durch den Spannungsabfall in Volt, welcher pro Stunde durch ein Meter des aktivierten Drahtes hervorgerufen wurde.

Das Verfahren von Elster und Geitel wurde von einer großen Zahl von Forschern zum Studium des Gehalts der Atmosphäre an radioaktiven Induktionen benutzt. Leider ist es nicht möglich, aus dem großen so erhaltenen Beobachtungsmaterial quantitative Schlüsse zu ziehen, solange nicht über den Vorgang, der bei der Ansammlung der radioaktiven Induktionen auf dem Draht stattfindet, nähere Aufschlüsse erlangt sind, denn es ist ersichtlich, daß die Intensität der Aktivierung in bewegter Luft nicht nur von der Gestalt und Stärke, des elektrischen Feldes um den Draht, sondern auch von der Richtung und Geschwindigkeit des Windes und von der spezifischen Geschwindigkeit der Träger der radioaktiven Induktionen abhängen muß. Zur Aufklärung dieses Prozesses begann ich im Jahre 1904 eine Untersuchung, die das Studium der spezifischen Geschwindigkeit der Träger der in der Atmosphäre vorkommenden radioaktiven Induktionen zum Ziele hatte. Die Resultate dieser Untersuchung habe ich in einer vorläufigen Mitteilung an die Physikalische Zeitschrift[2]) veröffentlicht. Die Messung der spezifischen Geschwindigkeit gelang nur für die positiv geladenen Träger der Radiuminduktionen und zeigte, daß diese zwischen dem einfachen und dem zehnfachen Wert der spezifischen Geschwindigkeiten der Luftionen liegt. Die Ausdehnung der Untersuchung auf die Thorinduktionen sowie die Erreichung einer größeren Präzision in der Messung der Radiuminduktionen mußte einer weiteren Vervollkommnung der Methode vorbehalten bleiben. Dieses hatte ich am Schluß meiner damaligen Mitteilung in Aussicht gestellt und ich habe es jetzt mit größeren Mitteln durchführen können. Es schien in mehrfacher Hinsicht nicht unangebracht, auf das Studium der radioaktiven Induktionen in der Atmosphäre noch weitere Arbeit zu verwenden, denn sie gehören neben den radioaktiven Emanationen vermutlich zu den wichtigsten Ionisatoren, die in den unteren Schichten der Atmosphäre wirksam sind. Ihnen kommt besonderes theoretisches Interesse darum zu, weil sie die einzigen bisher bekannten Ionisatoren sind, die sich kraft ihrer Ladung im elektrischen Felde verschieben müssen.

1) J. Elster und H. Geitel, Phys. Z. S. **2**, 590, 1901.
2) H. Gerdien, Phys. Z. S. **6**, 465, 1905.

Die geladenen radioaktiven Induktionen müssen analog wie die Luftionen durch Vereinigung (Molisierung) mit Trägern des entgegengesetzten Vorzeichens der Ladung neutralisiert werden können. Es müssen daher notwendig neben den geladenen radioaktiven Induktionen stets auch ungeladene in der Atmosphäre vorkommen. Die spezielle Untersuchung der Vorgänge bei der Molisierung scheint außerordentliche Schwierigkeiten zu bereiten. Einen vorläufigen Einblick in die Verhältnisse, die hier obwalten, wird man erhalten können durch eine Untersuchung der spezifischen Zahlen und spezifischen Geschwindigkeiten der geladenen Träger. Endlich wird man erwarten können, durch die Untersuchung der spezifischen Geschwindigkeit auch über die Natur dieser Träger selbst Aufschluß erhalten zu können.

Methode.

Die Methode, welche ich zur Untersuchung der radioaktiven Induktionen angewandt habe, ist die gleiche, die ich schon in meiner vorläufigen Mitteilung in der Physikalischen Zeitschrift beschrieben habe. Saugt man die zu untersuchende Luft zwischen den Elektroden eines Zylinderkondensators hindurch, dessen innere Elektrode auf einer negativen Potentialdifferenz gegen die äußere Elektrode gehalten wird, so werden sich die positiven Träger der radioaktiven Induktionen, falls ihnen eine spezifische Geschwindigkeit von meßbarer Größe zukommt, in einer gesetzmäßig variierenden Flächendichte auf der inneren Elektrode niederschlagen; bei positiver Ladung der inneren Elektrode wird man die negativ geladenen Träger erhalten. Die Flächendichte der Aktivierung auf der inneren Elektrode kann als Funktion des Abstandes vom vorderen Ende der Elektrode festgestellt werden, indem man die innere Elektrode nach Beendigung der Exposition der Länge nach in Intervalle zerlegt, welche einzeln auf ihre ionisierende Wirkung untersucht werden.

Es soll nun zunächst der gesetzmäßige Zusammenhang abgeleitet werden, in welchem die meßbare Intensität der Aktivierung auf der Elektrode mit den spezifischen Zahlen und Geschwindigkeiten der in der durchgesaugten Luft enthaltenen Träger steht. Es werde vorerst eine Art von Trägern betrachtet.

Es bezeichne:

r_a den Radius der äußeren Elektrode,
r_i den Radius der inneren Elektrode,
l die Länge der inneren Elelktrode, des Zylinderkondensators,
G die über den Querschnitt des Zylinderkondensators als konstant angenommene Geschwindigkeit des Luftstromes parallel der Achse des Kondensators,
V die Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden in elektrostatischem Maß,
v die spezifische Geschwindigkeit der Träger in elektrostatischem Maß,
η die Anzahl der auf der Flächeneinheit in der Sekunde niedergeschlagenen Träger,
n die Anzahl der im ccm enthaltenen Träger,
q die Anzahl der im ccm pro Sekunde entstehenden Träger.

Der Ursprung eines rechtwinkligen Koordinatensystems liege im vorderen Ende der inneren Elektrode, die X-Achse falle mit der Achse des Zylinderkondensators zusammen und sei gleichgerichtet mit dem Luftstrome.

Dann lauten die Bewegungsgleichungen eines geladenen Trägers der Induktion für die XY-Ebene

$$\frac{dx}{dt} = G; \quad \frac{dy}{dt} = -\frac{V \cdot v}{y \lg (r_a/r_i)}$$

und die Differentialgleichung der Bahnkurven:

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{V \cdot v}{y \cdot G \cdot \lg (r_a/r_i)},$$

welche integriert die Schar der Bahnkurven in der XY-Ebene ergibt:

$$y_0^2 - y^2 = x \cdot \frac{2\ V \cdot v}{G \cdot \lg (r_a/r_i)};$$

darin bedeutet der Parameter y_0 den Abstand von der Achse des Zylinderkondensators, in welchem der betrachtete Träger die Eintrittsebene $x = 0$ passiert. Die Bahnkurven sind Parabeln, deren Achsen mit der Achse des Zylinderkondensators zusammenfallen. Setzt man $y_0 = r_a$ und $y = r_i$, so erhält man die maximale Entfernung vom Anfang der inneren Elektrode, bis zu der überhaupt die Träger von der spezifischen Geschwindigkeit v auf der Elektrode niedergeschlagen werden:

$$x_{\max (v)} = \frac{(r_a^2 - r_i^2)}{2\ V \cdot v} \cdot G \cdot \lg (r_a/r_i)$$

$$v = \frac{(r_a^2 - r_i^2)}{2\ V \cdot x_{\max (v)}} \cdot G \cdot \lg (r_a/r_i)$$

für alle $x > x_{\max (v)}$ ist also die Flächendichte $\eta_{(v)}$ der Träger von der spezifischen Geschwindigkeit v gleich Null. Für alle $x < x_{\max (v)}$ ergibt sich die Flächendichte dieser Träger zu

$$\eta_{(v)} = \frac{V \cdot v \cdot n}{\lg (r_a/r_i) \cdot r_i}$$

also konstant und unabhängig von x.

Sind mehrere verschiedene Arten von Trägern vorhanden mit den verschiedenen spezifischen Geschwindigkeiten $v_1 < v_2 < v_3 \ldots < v_h$ und ist die Länge der Elektrode $l > x_{\max (v_1)}$ so werden alle diese Träger auf der inneren Elektrode niedergeschlagen werden.

Bezeichnen wir mit $n_1\ \eta_1$, $n_2\ \eta_2$, $n_3\ \eta_3$, ... $n_h\ \eta_h$ die spezifischen Zahlen bezw. die Flächendichten der Träger von den spezifischen Geschwindigkeiten v_1, v_2, v_3 . . . v_h so ergibt sich die Gesamtflächendichte aus der Überlagerung der Einzelflächendichten; trägt man die Flächendichten als Ordinaten zu den

Abszissen x ab von dem Anfange der inneren Elektrode $x = 0$ beginnend, so ergibt sich folgendes Bild: Vergl. Diagramm 1.

Die verschiedenen $x_{\max (vh)}$ (die Grundlinien der Rechtecke) sind also umgekehrt proportional den spezifischen Geschwindigkeiten der einzelnen Träger, die Höhen der einzelnen Rechtecke sind proportional den Produkten aus spezifischer Zahl und spezifischer Geschwindigkeit der betreffenden Art von Trägern: der Inhalt der einzelnen Rechtecke ist also proportional den bezüglichen spezifischen Zahlen n_1, n_2 . . . . . n_h. Eine derartige Verteilung der Flächendichte über die Länge der inneren Elektrode wird bestehen müssen, wenn unter den Trägern diskrete Gruppen mit diskontinuierlich variierender spezifischer Geschwindigkeit vorkommen, von denen jede mit einer bestimmten räumlichen Dichte im Gase vertreten ist. Variiert dagegen die spezifische Geschwindigkeit der Träger merklich kontinuierlich, was z. B. der Fall sein wird, wenn nur eine bestimmte, sehr leicht bewegliche Art von Trägern ursprünglich erzeugt wird, deren spezifische Geschwindigkeit mit der Zeit durch kontinuierliche Anlagerung von Masse an das ursprünglich leicht bewegliche Teilchen stetig sinkt, so werden wir für die Verteilung der Flächendichte auf der inneren Elektrode statt der sprunghaft variierenden Begrenzungslinie einen stetigen Kurvenzug erhalten: Vergl. Diagramm 2.

Die Abszissen der Punkte der Kurve sind nun umgekehrt proportional der spezifischen Geschwindigkeit derjenigen Träger, deren Flächendichte man aus der Kurve bestimmen kann, es ist nämlich

$$\frac{2r_i}{G(r_a^2 - r_i^2)} \int_{\eta_1}^{\eta_2} x \, d\eta = N$$

der Gesamtzahl der im ccm enthaltenen Träger, deren spezifische Geschwindigkeit zwischen

$$v_1 = \frac{(r_a^2 - r_i^2) \, . \, G \, . \lg (r_a / r_i)}{2 \; V \; x_1}$$

und

$$v_2 = \frac{(r_a^2 - r_i^2) \, . \, G \, . \lg (r_a / r_i)}{2 \; V \; x_2}$$

liegen, wobei x_1 und x_2 die zu η_1 und η_2 gehörigen Abszissen sind. Im Grenzfall wird der Integrationsstreifen $x d\eta$ proportional der spezifischen Zahl derjenigen Art Träger, deren spezifische Geschwindigkeit v sich ergibt zu

$$v = \frac{(r_a^2 - r_i^2) \, . \, G \, . \lg (r_a / r_i)}{2 \; V \, . \, x}.$$

Bis jetzt wurde bei der Berechnung der Flächendichte auf der inneren Elektrode nur derjenige Anteil an Trägern berücksichtigt, der bereits in dem aspirierten Luftvolumen vorhanden war, als es in den Zylinderkondensator eintrat; zu dieser Flächendichte kommt noch ein Anteil hinzu, der von den inner-

halb des Zylinderkondensators entstehenden Trägern herrührt. Jeder innerhalb des Zylinderkondensators entstehende Träger muß sich offenbar auf einer Parabel bewegen, die der Schar angehört

$$r_a^2 - y^2 = (x - x_0)\,\frac{2\ v\ .\ V}{G \lg (r_a/r_i)}$$

worin x_0 Parameter ist. Wie die Anschauung ergibt, ist dieser zweite Anteil der Flächendichte für alle $x > x_{\max\,(v)}$ konstant und $\eta_{''(v)} = \frac{(r_a^2 - r_i^2)\ q}{2\ r_i}$ für alle $x < x_{\max\,(v)}$ $\eta_{''(v)} = \frac{x\ .\ v\ .\ V\ .\ q}{4\ G \lg (r_a/r_i)\ .\ r_i}$. Stellen wir wieder die Flächendichte als Funktion von x dar, so ergibt sich jetzt das folgende Bild (konstruiert für die Träger mit den spezifischen Geschwindigkeiten v_1, v_2, v_3, v_4 des Diagr. 1. Vergl. Diagramm 3.

Während also die Ordinaten der Kurve für $\eta_{'}$ mit wachsendem x monoton abnehmen mußten, kommt bei der Verteilung von $\eta_{''}$ eine monotone Zunahme zustande, die bei $x_{\max\,(v_1)}$ ein Ende erreicht; von hier ab ist $\eta'' = \Sigma_h\ \eta''_h$ konstant und unabhängig von der Geschwindigkeit des Luftstromes, wie auch von der Größe der Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden des Zylinderkondensators, sofern überhaupt eine merkliche Spannungsdifferenz unterhalten wird Es soll hier nicht darauf eingegangen werden, wie aus den bei den Abszissen $x_{\max\,(vh)}$, . . $x_{\max\,(v_2)}$, $x_{\max\,(v_1)}$ liegenden Knickpunkten der Verteilungskurve der Flächendichte η'' die einzelnen $\eta''_{(vh)}$ und $q_{(vh)}$ gewonnen werden könnten und wie bei stetigem Verlauf der Begrenzungskurve die Analyse durchzuführen wäre, da, wie sich zeigen wird, der Flächendichte η'' nur die Bedeutung einer Korrektionsgröße neben $\eta_{'}$ zuzukommen scheint. Als wichtig soll nur noch die einfache Beziehung hervorgehoben werden, welche zwischen der Flächendichte $\eta_{'(v)}$ und der für $x \geqq x_{\max\,(v)}$ geltenden Flächendichte $\eta''_{(v)}$ besteht; es ergibt sich nämlich einfach

$$\frac{\eta_{'(v)}}{\eta''_{(v)}} = \frac{n\ G}{q\ x_{\max\,(v)}}$$

eine Beziehung, welche direkt zur Ermittelung des Verhältnisses n/q benutzt werden kann. Auch ist ersichtlich, wie selbst in dem Falle, daß q von der Größenordnung von n ist, durch passende Wahl der Versuchsbedingungen — entsprechende Wahl von $x_{\max\,(v)}$ $\eta_{'(v)}$ groß gegen $\eta''_{(v)}$ gemacht werden kann. Die bisher betrachteten Verteilungsgesetze der Flächendichten $\eta_{'(v)}$ und $\eta''_{(v)}$ der Träger der Induktionen entsprechen den in der Zeiteinheit auf der inneren Elektrode niedergeschlagenen Zahlen der Träger. In Wirklichkeit ist $\eta_{'(v)}$ eine komplizierte Funktion des Gehalts der Luft an erzeugender Emanation, des elektrischen Feldes der Atmosphäre, der meteorologischen Bedingungen, $\eta_{''(v)}$ eine Funktion des Gehalts der Luft an Emanation; es wird daher die nach einer Expositionszeit t erhaltene Flächendichte η_e in sehr verwickelter Weise von diesen Größen

und dem Gesetz der radioaktiven Umwandlung bestimmt sein. Auch kann die Untersuchung der einzelnen Längenintervalle der inneren Elektrode erst zu einer Zeit t nach dem Ende der Exposition stattfinden, es müssen also die gemessenen Flächendichten, damit sie vergleichbar werden, auf die gleiche Zeit reduziert werden. Diese Reduktion wird nur möglich sein, wenn zuvor das Gesetz der zeitlichen Änderung der ionisierenden Strahlungsintensität für jedes Intervall ermittelt ist. Stellt sich dabei heraus, daß dieses Gesetz für alle Intervalle der inneren Elektrode das gleiche ist, so müssen die Träger der Induktion alle von der gleichen Emanation abstammen und können sich nur durch verschiedene spezifische Geschwindigkeiten unterscheiden.

Für die Folge soll die Flächendichte $\eta_{,,}$ neben der Flächendichte $\eta_{,}$ vernachlässigt werden, ein Verfahren, das, wie die weiter unten wiedergegebenen Messungen lehren, erlaubt ist. Es werde zunächst $\eta_{,}$ als zeitlich variabel betrachtet. Dann ergibt sich die zur Zeit t beobachtete Flächendichte in der Form

$$\eta_e = \eta_{,}^{(te)} \cdot f(t)$$

es wird also an den Intensitätsverhältnissen der einzelnen Intervalle durch die Summierung über die Expositionszeit und durch die während dieser Zeit und der bis zur Beobachtung verstrichenen Zeit erfolgende Intensitätsänderung der Strahlung nichts geändert. Man darf unter diesen Bedingungen aus der vorgefundenen Intensitätsverteilung die gleichen Schlüsse auf die Verteilung der spezifischen Geschwindigkeiten und der mittleren spezifischen Zahlen der einzelnen Trägerarten ziehen, wie aus der Momentanverteilung. Ändern sich die spezifischen Zahlen der einzelnen Trägerarten während der Exposition unabhängig von einander, so wird man aus dem Flächendichte-Diagramm nur noch auf die Verteilung der spezifischen Geschwindigkeiten schließen dürfen. Die Verhältnisse gestalten sich noch komplizierter, wenn die verschiedenen Trägerarten von verschiedenen Emanationen abstammen: dann ist die Trennung der Anteile der Flächendichte, welche auf die von verschiedenen Emanationen abstammenden Träger entfallen, nur durch Beobachtung des zeitlichen Verlaufes der Aktivität möglich. Sind z. B., wie es in der Atmosphäre der Fall ist, im wesentlichen 2 verschiedene Induktionsgattungen (Radium- und Thorinduktionen) vorhanden, für welche der zeitliche Verlauf der Intensität der ionisierenden Strahlung ein merklich verschiedener ist, so gelingt die Scheidung der von beiden Induktionsgattungen herrührenden Flächendichten nach folgender Methode: man bestimmt die Intensitätsverteilung einmal möglichst kurze Zeit nach dem Ende der Exposition und erhält damit eine Superposition der von Radium und Thor herrührenden Flächendichteverteilungen; bestimmt man die Intensitätsverteilung nochmals nach Verlauf einer Zeit, die hingereicht hat, um die Strahlungsintensität der Radiuminduktionen auf einen sehr kleinen Wert sinken zu lassen, so erhält man jetzt merklich die den Thorinduktionen entsprechende Flächendichteverteilung. Indem man aus dieser Verteilung mittels des für die Thorinduktionen bekannten Gesetzes der zeitlichen Änderung die zur Zeit der ersten Messungen

geltende Intensitätsverteilung der Thorinduktionen rekonstruiert, kann man durch Subtraktion dieser rekonstruierten Flächendichten von den ursprünglich gemessenen die Verteilungskurve für die Radiuminduktionen ermitteln.

Es soll nun der Zusammenhang abgeleitet werden, in welchem die zur Zeit t nach dem Ende der Exposition beobachtete Flächendichte η mit der während der Dauer der Exposition t_e als konstant[1]) vorausgesetzten auf die Zeiteinheit bezogenen Flächendichte η_1 steht. Es werde zunächst die Annahme gemacht, daß in der untersuchten Luft nur eine Art radioaktiver Substanz vorhanden sei, deren mit verschiedenen spezifischen Geschwindigkeiten behaftete Träger allein im Besitze einer elektrischen Ladung sind. Diese Substanz A sei mit der auf die Zeiteinheit bezogenen Flächendichte η_{1a} auf der Elektrode niedergeschlagen und habe die Umwandlungskonstante λ_1, aus ihr entstehe die Substanz B mit der Umwandlungskonstante λ_2. Dann sind nach der Expositionszeit t_e von der Substanz A

$$\eta_a = \frac{\eta_{1a}}{\lambda_1}\,(1 - e^{-\lambda_1 t_e})$$

Träger vorhanden, die zur Zeit t nach dem Ende der Exposition auf die Zahl

$$\eta_{at} = \frac{\eta_{1a}}{\lambda_1}\,(1 - e^{-\lambda_1 t_e})\; e^{-\lambda_1 t}$$

herabgesunken sind. Entsteht aus jedem Atom der Substanz A nur je ein Atom der Substanz B, so ist die am Ende der Expositionszeit vorhandene Zahl der Atome von B

$$\eta_b = \frac{\eta_{1a}}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot \lambda_1 \int_0^{t_e} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t})\; dt$$

die zur Zeit t nach dem Ende der Exposition noch vorhandene Zahl der Atome von B ist entsprechend:

$$\eta_{bt} = \frac{\eta_{1a}\,\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \int_0^{t_e + t} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t})\; dt$$

und ferner folgt:

$$\frac{\eta_{bt}}{\eta_b} = \frac{a \,.\, e^{-\lambda_2 t} - b \,.\, e^{-\lambda_1 t}}{a - b}, \quad \left[a = \frac{1 - e^{-\lambda_2 t_e}}{\lambda_2}, \quad b = \frac{1 - e^{-\lambda_1 t_e}}{\lambda_1}\right].$$

Die soeben entwickelten Formeln würden anwendbar sein auf den Fall der

---

1) Die Beschränkung auf zeitliche Konstanz ist keine wesentliche; die Rechnung ließe sich auch leicht unter Zugrundelegung einer nach Potenzen von t fortschreitenden Interpolationsformel durchführen. Doch schien mir dafür kein Bedürfnis vorzuliegen, da die Beobachtungen noch nicht denjenigen Grad von Genauigkeit erreicht haben, der zur Bestimmung der Konstanten der Interpolationsformel notwendig wäre.

beiden Thorinduktionen unter der Voraussetzung, daß in der untersuchten Luft nur die Träger der ersten Induktion mit einer elektrischen Ladung behaftet vorkommen. Würden daneben noch Träger der zweiten Thorinduktion mit einer elektrischen Ladung vorkommen, so würden diese ebenfalls zu einer auf die Zeiteinheit bezogenen Flächendichte η_b' Anlaß geben und es würde, wenn man wieder zeitliche Konstanz während der Dauer der Exposition auch für die Flächendichte η_b' voraussetzt, die zur Zeit t vorhandene Zahl der Träger der zweiten Induktion, welche von den ursprünglich in der Luft vorhandenen Trägern herrührt

$$\eta_{bt} = \frac{\eta_{1b}}{\lambda_2}(1 - e^{-\lambda_2 t_e})\, e^{-\lambda_2 t}$$

sein. Meine Beobachtungen lassen nicht mit Sicherheit entscheiden, ob nur die Träger der ersten Thorinduktion mit einer Ladung behaftet sind, oder auch die Träger der zweiten Induktion daneben in der Luft mit einer Ladung vorkommen. Sicher erscheint nur der dritte mögliche Fall ausgeschlossen, daß nämlich nur Träger der zweiten Induktion mit einer elektrischen Ladung vorkommen. Letzteres ist leicht ersichtlich, wenn man die mittleren Lebensdauern der beiden Induktionen berücksichtigt. Nach Rutherford ist die Halbwertzeit der ersten Thorinduktion etwa 11 h, die der zweiten Thorinduktion etwa 55 min. Wären also nur Träger der zweiten Induktion auf der inneren Elektrode des Zylinderkondensators niedergeschlagen, so hätte für das Abklingen der Induktion die Halbwertzeit von 55 min gefunden werden müssen, während tatsächlich (vergl. unten Seite 47) eine Halbwertzeit von rund 10 h gefunden wurde. Die Frage, ob neben den Trägern der ersten Induktion auch von der zweiten Induktion geladene Träger vorkommen, kann nur durch exakte Messungen des zeitlichen Verlaufs der Aktivität der Thorinduktionen innerhalb der ersten Stunden nach dem Ende der Exposition entschieden werden: für die aus der Atmosphäre gesammelten Thorinduktionen ist diese Entscheidung durch das gleichzeitige Vorhandensein der Radiuminduktionen erschwert.

Die Diskussion der Formeln, welche sich bei drei verschiedenen auseinander entstehenden Substanzen in dem allgemeinen Falle einer beliebigen Expositionszeit ergeben, würde zu unübersichtlichen Resultaten führen. Es ist daher vorteilhafter, die Expositionszeit in dem Falle der Radiuminduktionen, bei welchen drei von einander abstammende Substanzen vorkommen, so groß zu wählen, daß am Ende der Exposition merklich der Gleichgewichtszustand erreicht ist. In diesem speziellen Falle gestaltet sich die Diskussion der Formeln welche die zur Zeit t vorhandenen Zahlen der Atome von C darstellen, sehr einfach. Es sei wieder angenommen, daß ursprünglich nur eine auf die Zeiteinheit bezogene Flächendichte η_{1a} zeitlich konstant von der Substanz A auf der Elektrode niedergeschlagen werde. Im Falle des Gleichgewichts muß dann die Beziehung bestehen:

$$\eta_{1a} = \lambda_1 \eta_a = \lambda_2 \eta_b = \lambda_3 \eta_c$$

worin $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ die Umwandlungskonstanten der drei Substanzen A, B, C bedeuten und η_a, η_b, η_c die maximalen am Ende der Exposition erreichten Zahlen der Atome von A, B, C bedeuten. Dann folgt für die zur Zeit t vorhandenen Zahlen der Atome von C

$$\eta_{ct} = \eta_{la}\,(c_1 e^{-\lambda_1 t} + c_2 e^{-\lambda_2 t} + c_3 e^{-\lambda_3 t}),$$

worin

$$c_1 = \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)},$$

$$c_2 = \frac{\lambda_1}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)},$$

$$c_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_3 (\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)}.$$

Würden neben den geladenen Trägern von der Art A ursprünglich in der Luft auch geladene Träger der Art B vorhanden gewesen sein, so würde statt der Maximalzahl η_b, welche für den Gleichgewichtszustand in dem ersten Falle angesetzt war, eine größere Zahl anzusetzen sein, die ihrerseits Anlaß geben würde zu einer Erhöhung der Maximalzahl der Atome von η_c auf η_c'. Ganz analog würde in dem Falle, daß auch von der Substanz C ursprünglich geladene Träger vorhanden gewesen wären, die bisher erhaltene Maximalzahl im Gleichgewichtsfalle auf η_c'' zu erhöhen sein.

In dem Falle der atmosphärischen radioaktiven Induktionen ist es schwierig, die Expositionszeit für die Radiuminduktionen richtig zu bemessen. Zur Erreichung des Gleichgewichtszustandes für die Radiuminduktionen wäre es wünschenswert, die Expositionszeit auf mehrere Stunden auszudehnen; dieses ist aber nicht angängig wegen der Anreicherung von Thorinduktionen, welche man bei längerer Expositionszeit neben den Radiuminduktionen erhält. Die Bestimmung des Anteiles an der Aktivität, welcher bei einer für die Thorinduktionen kurzen Expositionszeit auf diese entfällt, würde nur sehr ungenau möglich sein und die Bearbeitung der Messungen außerordentlich erschweren. Ich habe daher (vergl. unten Seite 18) die Expositionszeit für die Radiuminduktionen nur bis zu zwei Stunden ausgedehnt; man erhält im allgemeinen so nur einen zu vernachlässigenden Anteil an Thorinduktionen und für die Radiuminduktionen ist der Gleichgewichtszustand bis auf einige Prozent erreicht, d. h. mit einer Genauigkeit erreicht, welche der Beobachtungsgenauigkeit entspricht. Im speziellen Falle der Radiuminduktionen liegen die Verhältnisse, wenn man nach einem quantitativen Resultate in Bezug auf die in der Luft vorhandenen Träger strebt, insofern günstig, als die mittlere Lebensdauer der ersten Radiuminduktion (Halbwertzeit etwa 3′) sehr klein ist und die zweite Induktion merklich keine ionisierenden Strahlungen aussendet. Es liegt also nahe, lediglich eine Messung der erhaltenen Zahlen der Atome der dritten Radiuminduktion anzu-

streben. Bestimmt man die Aktivierung, welche von den Radiuminduktionen herrührt, erst etwa 15 min nach dem Ende der Exposition, so ist der von der ersten Induktion herrührende Anteil an der Aktivität auf wenige Prozent der Gesamtaktivität herabgesunken und man hat im wesentlichen ein Gemisch von Atomen der zweiten und dritten Induktion übrigbehalten. Da nun die zweite Induktion keine ionisierenden Strahlungen aussendet, kommt der innerhalb der angegebenen Zeit zur Messung gelangende Sättigungsstrom merklich auf Rechnung der Strahlen, welche die dritte Induktion aussendet. Die Entscheidung darüber, ob neben den ursprünglich vorhandenen geladenen Trägern der ersten Induktion noch Träger der zweiten und dritten Induktion mit Ladung behaftet vorkommen, läßt sich, wie ersichtlich ist, auf Grund meiner Beobachtungen nicht fällen. Nach anderen Beobachtern scheint es sicher, daß von der zweiten Radiuminduktion keine geladenen Träger existieren. Dagegen ist es wahrscheinlich, daß neben geladenen Trägern der ersten Induktion solche der dritten Induktion vorhanden sind. Die Entscheidung dieser Fragen ist unwesentlich, wenn es sich nur darum handelt, die Größe der Ionisierungsarbeit zu schätzen, welche von den Radiuminduktionen insgesamt in der Atmosphäre geleistet wird, denn zu diesem Zweck genügt es, die Zahl der Träger einer beliebigen der Radiuminduktionen zu bestimmen, da die Anteile an der Ionisierungsarbeit, welche bei der Umwandlung der verschiedenen Induktionen geleistet werden, bereits bekannt sind.

Versuchsanordnung.

Zu den Versuchen wurden zwei Zylinderkondensatoren von verschiedenen Dimensionen benutzt, die im Freien auf dem mit Rasen bewachsenen Boden in einigen Metern Entfernung von der Nordostecke des Physikalischen Instituts aufgestellt waren. Der größere bestand aus einem Zinkblechrohr mit Versteifungen aus Bandeisenringen; seine Länge betrug 6 m, sein Durchmesser 60 cm. Das Rohr bestand aus drei mit ihren Enden übereinander schiebbaren Teilen, von denen der erste 1,30 m, der zweite 3,05 m und der dritte 1,65 m lang war. Der vorderste Teil trug an seinem vorderen Ende einen ebenfalls aus Zinkblech hergestellten Einströmungstrichter (vergl. Figur 4) in der Achse des mittleren Teiles konnte zentrisch die innere Elektrode befestigt werden. Die Länge der Elektrode betrug 2,75 m, ihr Durchmesser 2,2 cm; sie wurde in der Mitte getragen durch einen 5 mm dicken Messingdraht, welcher mittels eines Hartgummistopfens wohlisoliert durch die Rohrwand hindurch nach oben geführt war. Das vordere und hintere Ende der Elektrode war unter Zwischenschaltung je eines Hartgummi-Isolators mittels dreier unter 120° versetzter Stahldrähte von 0,4 mm Dicke gegen die Rohrwand abgestützt. Die Befestigung der Enden der Elektrode konnte nach Lösen einer Mutter leicht entfernt werden. In dem hinteren Teile des Rohres war hinter einer Querwand aus Drahtnetz von 2 mm Maschenweite ein vierflügeliges Anemometer eingebaut. Die Achse des Anemometers übertrug mittels Schraube und Schneckenrad (200 : 1) ihre Umdrehungen auf ein

außerhalb des Rohres befindliches Zählwerk. Das Flügelanemometer war mittels eines kleinen Fueß'schen Schalenkreuz-Anemometers geeicht worden. Am hinteren Ende des Rohres war der Aspirator eingebaut. Dieser bestand aus einer sechsflügeligen Luftschraube mit Flügeln aus 3 mm dickem Aluminiumblech. Die Flügel waren in einem Holzfutter befestigt, welches auf der Achse eines zweipferdigen Gleichstrommotors (Nebenschluß, 440 Volt, 1350 Umdrehungen pro Minute) aufgekeilt war. Der Betriebsstrom wurde dem städtischen Netz entnommen.

Der kleinere Zylinderkondensator bestand aus einem Zinkblechrohr von 3 m Länge und 12,2 cm Durchmesser. Die innere Elektrode hatte die gleichen Dimensionen wie bei dem großen Zylinderkondensator und war in der entsprechenden Weise befestigt. Als Aspirator diente ein aus Kupferblech gedrücktes Turbinenrad (von dem bei dem Aßmannschen Aspirationspsychrometer verwendeten Typus). Der Durchmesser des Turbinenrades betrug 50 cm, die Spaltweite am Rande 2,5 cm. Der Antrieb des Aspirators erfolgte mittels Riemens durch den zweipferdigen Elektromotor. Der Aspirator saugte bei einigen Versuchsreihen direkt an dem hinteren Ende des Rohres (Versuchsreihe 16, 17, 18). Die Luftgeschwindigkeit wurde bei diesen Versuchsreihen aus der Tourenzahl des Aspirators berechnet, dessen Fördermenge ich früher mittels Flügelanemometers und Stroboskopscheibe bestimmt hatte. Bei anderen Versuchsreihen (Versuchsreihe 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27) wurde zwischen dem hinteren Ende des Rohres und dem Aspirator ein aus Zinkblech gefertigter Einsatz befestigt, der in seinem vorderen Teile zwischen Querwänden aus feinmaschigem Drahtnetz ein Wattefilter enthielt; hinter dem Wattefilter schloß sich an das Zinkrohr (vergl. Figur 5) ein Messingrohr von 30 mm lichter Weite, in welchem ein kleines mit Zählwerk versehenes Flügelanemometer eingebaut war. Vor dem Anemometer war in einem seitlichen Tubus des Messingrohres ein mit Wasser gefülltes Manometer angeschlossen, welches gestattete, die Druckdifferenz zwischen der Atmosphäre und dem Raum hinter dem Wattefilter während des Laufes des Aspirators zu kontrollieren. Mittels der zuletzt beschriebenen Anordnung war es möglich, im Freien unabhängig von den Störungen des Windes, sehr kleine Luftgeschwindigkeiten in dem Zylinderkondensator zu erzeugen; der Aspirator erzeugte nämlich an dem Wattefilter bei hinreichend fester Packung desselben eine Druckdifferenz, welche auch bei starken Windstößen nur um wenige Prozente geändert wurde. Das kleine Flügelanemometer war in dem Rohre, in welchem es bei den Messungen benutzt wurde, mittels eines Gasometers geeicht worden. Da die Querschnitte des Zylinderkondensators und des Anemometerrohres im Verhältnis 16 : 1 standen, und die Reizschwelle des Anemometers bei etwa 20 cm pro Sekunde lag, konnten in dem Zylinderkondensator noch Luftgeschwindigkeiten von wenigen cm pro Sekunde hergestellt und gemessen werden.

Als Spannungsquellen wurden teils die Hochspannungsbatterieen des Instituts, teils eine mittels Elektromotors angetriebene Toeplersche Influenzmaschine benutzt. Bei Verwendung der Hochspannungsbatterieen war stets der eine Pol der Batterie durch einen Flüssigkeitswiderstand geerdet. Der andere war durch

wohlisolierte Leitungen mit dem Träger der inneren Elektrode verbunden. Die Spannungsdifferenz zwischen innerer und äußerer (geerdeter) Elektrode wurde mittels eines Braunschen Elektrometers von passendem Meßbereich gemessen. — Bei Verwendung der Influenzmaschine wurde der isolierte Pol stets nur unter Benutzung eines einzigen Isolators durch eine zum Fenster frei hinausgeführte Leitung mit der inneren Elektrode verbunden. Die Spannungsregulierung und Messung geschah in folgender Weise: Auf einem Holzstabe, der mit einem gut isolierenden Überzug aus Wachsparaffinmischung versehen war, waren drei Klemmschrauben befestigt. Das eine Ende des Stabe war mittels Schraubzwinge an einem Tisch befestigt, die unterste Klemmschraube wurde geerdet, die mittlere mit einem Braunschen Elektrometer verbunden (Meßbereich 10000 Volt) die letzte Klemmschraube war mit dem isolierten Pol der Influenzmaschine verbunden. Das Verhältnis des Widerstandes des ganzen Stabes zu dem des unteren, zwischen dem Braunschen Elektrometer und der Erde liegenden Teiles betrug 3,56. Es konnten somit Spannungen bis zu 35600 Volt gemessen werden. Die von der Influenzmaschine erzeugte Spannung war unter diesen Umständen hinreichend konstant. Vorübergehende Schwankungen wurden durch Schwankungen im städtischen Netz, an welches der Elektromotor angeschlossen war, hervorgerufen; langsame Äenderungen der Spannung, welche durch wechselnden Widerstand der Isolatoren hervorgerufen wurden, konnten im allgemeinen durch Regulierung der Tourenzahl der Influenzmachine kompensiert werden. Nur an einigen Herbsttagen war es bei dem gegen Sonnenuntergang auftretenden Niederschlag nicht möglich, hohe Spannung aufrecht zu erhalten.

Vor der Exposition wurde die innere Elektrode mit einem Papierrohr überzogen, das aus einem etwa 5 cm breiten in Schraubenwindungen aufgewickelten Streifen zusammengeklebt und vor dem Aufziehen auf die Elektrode in Abständen von 25 zu 25 cm mit nummerierten Marken versehen war. Nach Beendigung der Exposition wurden möglichst schnell die Befestigungen der Enden der inneren Elektrode gelöst, die beiden Hälften des Papierrohres heruntergezogen und an den vorher bezeichneten Stellen in Intervalle von 25 cm Länge zerschnitten. Die äußere Fläche der exponierten Papierrohre wurde möglichst vor Berührung geschützt. Das Herausnehmen und Herrichten der Papierrohre erforderte stets nur wenige Minuten.

Zur Untersuchung der exponierten Papierrohre wurden zwei identische Apparate benutzt. Jeder der beiden Apparate bestand aus einem Zylinderkondensator von 35 cm Länge und 12 cm Durchmesser aus Messingrohr mit abnehmbarem Deckel. Die innere Elektrode war 25 cm lang und hatte einen Durchmesser von 2,12 cm. Von der inneren Elekrode führte durch die untere Grundplatte des Zylinderkondensators zentrisch durch einen mit geerdetem Schutzring versehenen Hartgummiisolator hindurch die Leitung zu dem einen Quadrantenpaar eines hochempfindlichen Elektrometers nach Dolezalek. Die äußere Elektrode des Zylinderkondensators stand auf drei isolierenden Hartgummistützen und konnte mittels zweier Batterieen von je 100 Cadmiumnormalelementen (nach Dr.

Krüger) auf + 203,2 Volt gehalten werden. An die Leitung, welche von der inneren Elektrode des Zylinderkondensators zu dem einen Quadrantenpaar des Elektrometers führte (verl. Figur 6), war ein Schlüssel angeschlossen, durch den die innere Elektrode geerdet werden konnte. Alle bei dem Zylinderkondensator, der Leitung und dem Erdschlüssel verwendeten Metallteile bestanden aus dem Material der Elektrometerquadranten (Messing). Die Zuleitung zu dem Quadrantenpaar sowie der Erdschlüssel waren in geerdete Hüllen aus Messingblech eingeschlossen. Das andere Quadrantenpaar lag dauernd an Erde, die Nadel des Elektrometers wurde stets auf + 203,2 Volt gehalten. Als Suspension für die Elektrometernadeln dienten Quarzfäden, die nach dem von Herrn Dr. Bestelmeyer [1]) angegebenen Verfahren platiniert waren.

Die Ablesung der Elektrometer geschah mittels Fernrohr und Skala, die Erdschlüssel konnten mittels Zugschnüren vom Platze des Beobachters aus bedient werden. Es wurde stets auf das Sorgfältigste vermieden, die Normalelement-Batterieen durch Berühren des isolierten Poles zu schädigen. Die Einführung der Papierrohre in die Untersuchungsgefäße geschah stets so, daß zunächst die Batterie mittels eines isolierenden Griffes von den äußeren Elektroden der Zylinderkondensatoren abgeschaltet wurde, erst dann wurden die Deckel der Zylinderkondensatoren abgehoben und die Papierrohre auf die inneren Elektroden gestreift. Die Elektrometernadeln blieben stets mit der Batterie in Verbindung. Nur so war es bei dem großen Widerstande des Metallpapieres, aus welchem die Elektrometernadeln hergestellt sind, möglich, eine konstante Empfindlichkeit der Elektrometer aufrecht zu erhalten. Die Messung des Sättigungsstromes in den Untersuchungsgefäßen geschah in üblicher Weise, indem mittels zweier Stoppuhren die Zeit für den Durchgang einer größeren Anzahl von Skalenteilen durch das Fadenkreuz des Fernrohres genommen wurde. Der Stand der Stoppuhr wurde stets unmittelbar nach Beginn der Zeitmessung auf die Taschenuhr übertragen. Es wurde im allgemeinen die Zeit für den Durchgang von 100 Skalenteilen gemessen, nur in besonderen Fällen (bei sehr schwachen Aktivitäten) wurden weniger Skalenteile genommen. Die Versuche wurden so angelegt, daß stets Beginn und Ende der Zeitmessungen an beiden Apparaten möglichst zusammenfielen, sodaß die in beiden Apparaten gemessenen Intervalle ohne Kenntnis des zeitlichen Verlaufes der Aktivität allein auf Grund des Empfindlichkeits-Verhältnisses der beiden Apparate miteinander verglichen werden konnten. Das Verhältnis der Empfindlichkeiten wurde durch Ausmessen eines stark aktiven Intervalles bestimmt, welches dabei abwechselnd mit Apparat 1 und 2 gemessen wurde. Das Verhältnis wurde aus diesen Messungen durch graphische Interpolation ermittelt. Der Mittelwert aus 42 Vergleichsmessungen betrug 1,21 (Apparat 1 : 2).

Die Verwendung von zwei Untersuchungsgefäßen bietet den Vorteil, daß man Intensitätsvergleiche zwischen zwei verschiedenen Intervallen vornehmen

---

1) Herrn Dr. Bestelmeyer bin ich für die freundliche Überlassung der Quarzfäden zu Dank verpflichtet.

kann, ohne das Gesetz der zeitlichen Veränderungen der beiden Intervalle zu kennen. Zwei Apparate lassen sich noch ohne Schwierigkeit neben einander bedienen und man gewinnt gerade bei der Untersuchung von radioaktiven Substanzen mit geringer Lebensdauer, zumal wenn sie nur in geringer Intensität zur Verfügung stehen, durch die mit zwei Apparaten erreichte Zeitersparnis einen nicht zu unterschätzenden Vorteil.

Im Laufe der Versuche erwies es sich als das sicherste Verfahren zur Aufnahme der Intensitätsverteilung auf der inneren Elektrode, zwei verschiedene Intervalle bei den Messungen auszuzeichnen und mit diesen unter Benutzung je eines Apparates für jedes der beiden Vergleichsintervalle, die anderen Intervalle zu vergleichen, wie aus folgendem Schema ersichtlich ist: Apparat 1: Intervall 3, 1, 3, 2, 3, 4, 3, 5, 3, 6, 3; Apparat 2: Intervall 8, 7, 8, 9, 8, 10, 8, 11, 8. Dabei waren also die Intervalle 3 und 8 die ausgezeichneten Vergleichsintervalle; die Intensitätsverhältnisse der beiden Vergleichsintervalle wurden stets durch besondere Messungen (abwechselnd Intervall 3, 8, 3, 8 u. s. w.) in einem Apparat ermittelt. Nur in Ausnahmefällen, wenn z. B. in Folge zu schwacher anfänglicher Aktivität nur die Vergleichsmessungen zwischen den ausgezeichneten Intervallen und den übrigen Intervallen durchgeführt werden konnten, wurde das Verhältnis der Intensitäten der beiden Vergleichsintervalle aus Simultanmessungen unter Benutzung des besonders ermittelten Empfindlichkeitsverhältnisses der beiden Apparate bestimmt. Die Ermittelung der Intensitätsverhältnisse geschah durch graphische Interpolation. Die Empfindlichkeit der beiden Apparate war während einer Versuchsreihe hinreichend konstant und wurde in größeren Zeiträumen mittels einer Uranelektrode (vergl. S. 16) kontrolliert.

Der Reststrom wurde nur an denjenigen Tagen vor und nach den eigentlichen Messungen bestimmt, an welchen die zur Messung kommenden Sättigungsströme von der Ordnung des Reststromes oder gar kleiner als dieser waren[1]). Im übrigen genügte es, ihn von Woche zu Woche zu messen.

Vorarbeiten.

Bei der Ableitung der Intensitätsverteilung der Aktivität über die innere Elektrode der zur Untersuchung benutzten Zylinderkondensatoren ist vorausgesetzt, daß die Geschwindigkeit des Luftstromes über den ganzen Querschnitt des Zylinderkondensators konstant und achsenparallel gerichtet sei; es mußte zunächst untersucht werden, inwiefern diese Voraussetzung bei den verwendeten Rohren und Luftgeschwindigkeiten zutrifft. Bei dem Zylinderkondensator von 12,2 cm Durchmesser und 3 m Länge erübrigte sich eine besondere Untersuchung, da nach meinen bisherigen Erfahrungen wenigstens bei den Versuchsreihen, bei welchen ein Wattefilter benutzt wurde, in Anbetracht der bei diesen Versuchsreihen benutzten geringen Luftgeschwindigkeiten, an einer homogenen Luftgeschwindigkeitsverteilung nicht zu zweifeln war. Für den großen Zylinderkondensator von 60 cm Durchmesser und 6 m Länge schien mir eine homogene

1) Bezüglich dieser Messungen vergl. Seite 16 und 56.

Geschwindigkeitsverteilung nicht ohne weiteres verbürgt. Ich untersuchte daher die Verteilung der Geschwindigkeit über den Querschnitt des Rohres mittels eines kleinen zählwerklosen Anemometers, das ich früher in Gemeinschaft mit Herrn H. Schering [1]) zur Untersuchung von Aspiratoren an luftelektrischen Apparaten benutzt hatte. Die Umdrehungszahl des kleinen Anemometerflügels wurde, wie früher beschrieben, mittels Stroboskopscheibe gemessen. Der kleine Doppelflügel des Anemometers war in ein Messingrohr von 50 mm Weite, 0,5 mm Wandstärke und 12 cm Länge eingebaut. Das hintere Ende des Anemometerschutzrohres wurde an einen 30 cm langen, 5 mm dicken Messingdraht angelötet. Dieser Draht wurde durch eine Öffnung von 5 mm Weite radial durch die Rohrwand des Zylinderkondensators eingeführt und so justiert, daß die Achse des Anemometerflügels parallel zu der Achse des Zylinderkondensators stand. Die Geschwindigkeitsverteilung wurde so in zwei Querschnitten gemessen, welche in 30 bezw. 60 cm Abstand hinter dem Anfang des Rohres lagen. Die Geschwindigkeit wurde in Abständen von 0, 5, 10, 15, 20 und 25 cm von der Rohrachse gemessen. Während der Messung wurden je zwei miteinander zu vergleichende Abstände im Wechsel nacheinander eingestellt, während die Tourenzahl des Aspirators sorgfältig konstant gehalten wurde. An windstillen Tagen ergaben verschiedene Messungen gut übereinstimmende Resultate. In dem Querschnitt in 30 cm Abstand hinter dem Anfang des Rohres nahm die Luftgeschwindigkeit von der Achse des Rohres bis zum Abstand von 25 cm nur um 1,5 % ab. In dem 60 cm hinter dem Anfang des Rohres liegenden Querschnitt konnte keine die Messungsfehler übersteigende Geschwindigkeitsänderung aufgefunden werden. (Diese günstigen Verhältnisse bestehen nur bei Verwendung eines stetig gekrümmten Einströmungstrichters.)

Die Zylinderkondensatoren, welche zur Untersuchung der aktivierten Papierrohre dienten, wurden vor Beginn der definitiven Versuche auf das Vorhandensein des Sättigungsstromes in ihnen untersucht. Zu diesem Zweck wurde die innere Elektrode durch ein Messingrohr von gleichen Dimensionen ersetzt, dessen Oberfläche mit etwas flüssigem Leim bestrichen und mit Spuren von pulverisiertem Uranylnitrat bestäubt war. Die Strahlung des Urans wurde durch vorsichtiges Bestäuben so abgeglichen, daß ihre ionisierende Wirkung von der Größenordnung der bei den definitiven Versuchen vorkommenden Ionisierungsstärken war. Es zeigte sich, daß schon bei 15 Volt Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden des Zylinderkondensators der Sättigungsstrom bis auf 0,5 % erreicht war.

Weitere Vorarbeiten galten der Untersuchung des Reststromes in den benutzten Zylinderkondensatoren. Der Reststrom zeigte langsame Änderungen, die bis zu 10 % seiner Gesamtstärke erreichten. Diese Änderungen vollzogen sich aber nur im Laufe mehrerer Tage. Der Reststrom war, wenn die innere Elektrode mit einem nicht aktivierten Papierrohr überzogen war, stets um einige Prozent kleiner, als bei blanker Oberfläche der Elektrode, was wohl durch die

1) H. Gerdien und H. Schering, Phys. ZS. 5, 297, 1904.

Absorption einer von dem Metall der inneren Elektrode ausgehenden leicht absorbierbaren Strahlung durch den Papierüberzug zu erklären ist. Die erwähnte zeitliche Änderung des Reststromes, der stets unter Verwendung eines neuen Papierrohres für die innere Elektrode bestimmt wurde, hielt sich nur dann in den angegebenen Grenzen, wenn man die Vorsichtsmassregel anwandte, die Untersuchungsgefäße dauernd auf konstanter positiver Spannung zu erhalten und die innere Elektrode stets mit einem Papierüberzug bedeckt zu lassen, der vor der Messung des Reststroms beseitigt und durch einen neuen ersetzt wurde. Man hält auf diese Weise die in der Zimmerluft enthaltenen positiv geladenen Träger radioaktiver Induktionen von den Gefäßwandungen fern. Die in das Innere des Untersuchungsgefäßes eindringenden Spuren von Emanationen geben bei ihrer Umwandlung Induktionen, von denen der größere, positiv geladene Teil auf dem Papierüberzug der inneren negativ geladenen Elektrode niedergeschlagen und mit diesem entfernt wird.

Durch besondere Versuche wurde durch Variation der Nadelspannung bei beiden Elektrometern das Maximum der Ladungsempfindlichkeit festgestellt. Da die Ladungsempfindlichkeit in der Nähe des Maximums nur sehr wenig mit der Nadelspannung variiert, wurde aus äußeren Gründen für beide Elektrometer die gleiche Spannung von 200 Westonnormalelementen gewählt. Die Absolutwerte der Ladungsempfindlichkeit wurden für beide Apparate durch gesonderte Bestimmungen der Voltempfindlichkeit und der Kapazität ermittelt. Die Empfindlichkeit wurde mittels eines großen Westonnormalelementes bestimmt, das durch einen Dekadenwiderstand von 10.100000 Ohm geschlossen war. Von den Kontakten des Dekadenwiderstandes wurde zum Elektrometer abgezweigt. Die Empfindlichkeit ergab sich für das Elektrometer 1 zu 0,0039 Volt/Skt., für das Elektrometer 2 zu 0,0050 Volt/Skt. bei 1850 Skt. Skalenabstand.

Die Kapazität der beiden Apparate wurde durch Ladungsteilung mittels einer Normal-Kapazität (Zylinderkondensator von 30 cm Länge und 2,0 cm Durchmesser der inneren Elektrode, 4,9 cm Durchmesser der äußeren Elektrode) bestimmt. Die Kapazität des Apparates 1 war 64,5 cm, die des Apparates 2 62,5 cm. Demnach ergibt sich für die Ladungsempfindlichkeit bei dem Apparat 1 ein Skalenteil = 0,00084 elektrostatische Einheiten, bei dem Apparat 2 ein Skalenteil = 0,00104 elektrostatische Einheiten. Für das Verhältnis der Ladungsempfindlichkeiten (Apparat 1 : 2) ergibt sich hieraus 1,24, ein Wert, der gut übereinstimmt mit dem durch direkte Vergleichung mittels gemessenen Sättigungsstromes erhaltenen 1,21.

Resultate.

Die definitiven Versuchsreihen, welche unter Benutzung des großen Zylinderkondensators angestellt waren, konnten nur an Tagen mit geringen Windstärken durchgeführt werden; um die Schwankungen der Luftgeschwindigkeit in dem Rohr des Zylinderkondensators auf einen möglichst kleinen Bruchteil des Gesamtwertes herabzudrücken, wurde stets mit der maximalen Leistung des Aspi-

rators gearbeitet. Der Gang des eingebauten Anemometers wurde in etwa viertelstündigen Intervallen kontrolliert. In den folgenden Tabellen ist neben der mittleren Luftgeschwindigkeit auch die aus diesen Messungen sich ergebende maximale und minimale Luftgeschwindigkeit angeführt.

Die Dauer der Exposition betrug bei dem größeren Teile der Versuchsreihen 2 Stunden, wobei die Ausbeute im wesentlichen aus Radiuminduktionen bestand; bei 3 Versuchsreihen betrug die Dauer der Exposition 12 Stunden, wobei neben den Radiuminduktionen auch die Thoriuminduktionen erhalten wurden, bei einer Versuchsreihe mußte die beabsichtigte 12stündige Exposition infolge Versagens der Isolation schon nach 8 Stunden beendigt werden. Das Vorzeichen der am Kopfe der Tabellen angegebenen Potentialdifferenz zwischen den Elektroden des Zylinderkondensators bezieht sich auf die Ladung der inneren (exponierten) Elektrode (es bedeutet also Potentialdifferenz -3309 Volt: die innere Elektrode war auf -3309 Volt Potentialdifferenz gegen die äußere, geerdete Elektrode geladen).

In den Tabellen sind unter den Überschriften Elektrometer 1 und Elektrometer 2 die wegen des Reststromes korrigierten nacheinander in Elektrometer 1 und Elektrometer 2 gemessenen Werte des Sättigungsstromes in Skalenteilen pro Sekunde angegeben und zwar in der ersten, mit „Int" bezeichneten Kolonne, die Nummer des untersuchten Intervalles; in der folgenden Kolonne die Zeit der Messung, gerechnet vom Ende der Exposition an (Zeit des Beginns der Messung, gerechnet von dem Ende der Exposition an, vermehrt um die halbe Dauer der mittels Stoppuhr gemessenen Durchgangszeit). In der letzten Kolonne sind die zugehörigen Werte des Sättigungsstromes in der angegebenen Einheit aufgeführt.

Versuchsreihe 1.

12. Juli 1906.

Beginn der Exposition: 4 h 00 min p.
Ende „ „ : 6 h 00 min p.
Potentialdifferenz: 0 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 1002 cm/sec.
Größte „ : 1030 cm/sec.
Kleinste „ : 991 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
2	0	15	47	0,001	1	0	16	05	0,003
3	0	35	38	0,002	1	0	37	41	0,001
4	0	53	08	0,003	1	0	55	46	0,002
5	1	10	51	0,000	1	1	12	43	−0,001
6	1	28	20	0,001	1	1	30	53	0,000
7	1	46	31	−0,001	1	1	48	32	−0,002

Versuchsreihe 2.

16. Juli 1906.

Beginn der Exposition: 4 h. 45 min. p.
Ende „ „ : 6 h. 45 min. p.
Potentialdifferenz: — 3309 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 1015 cm/sec.
Größte „ : 1037 cm/sec.
Kleinste „ : 980 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
2	0	08	24	0,440	1	0	08	42	0,338
3	0	14	46	0,401	1	0	15	03	0,326
4	0	21	12	0,393	1	0	21	25	0,306
5	0	27	26	0,396	1	0	27	41	0,284
					1	0	36	31	0,273
6	0	45	52	0,305	1	0	45	55	0,238
7	0	52	48	0,313	1	0	53	08	0,225
8	1	00	07	0,288	1	1	00	24	0,218
9	1	08	11	0,231	1	1	07	52	0,199
10	1	17	40	0,192	1	1	17	05	0,187
11	1	26	52	0,199	1	1	27	01	0,172
3	1	36	28	0,211	1	1	36	33	0,169
5	1	47	28	0,182	1	1	46	05	0,152
7	1	57	10	0,177	1	1	57	18	0,133
9	2	07	27	0,154	1	2	07	47	0,131
11	2	19	31	0,122	1	2	18	01	0,134

Versuchreihe 3.

17. Juli 1906.

Beginn der Exposition: 4 h. 45 min. p.
Ende „ „ : 6 h. 45 min. p.
Potentialdifferenz: — 3307 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 1020 cm/sec.
Größte „ : 1048 cm/sec.
Kleinste „ : 1001 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
1	0	08	48	0,661	5	0	09	07	0,473
2	0	13	18	0,554	5	0	13	38	0,436
3	0	18	06	0,580	5	0	18	22	0,439

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
4	0	23	21	0,547	5	0	23	31	0,412
6	0	30	59	0,478	5	0	31	13	0,390
7	0	36	07	0,527	5	0	36	33	0,398
8	0	42	10	0,435	5	0	42	27	0,338
9	0	48	03	0,411	5	0	48	31	0,306
10	0	54	22	0,360	5	0	54	35	0,307
11	1	01	01	0,307	5	1	01	13	0,289
9	1	08	13	0,325	5	1	08	39	0,266
7	1	15	24	0,320	5	1	16	12	0,234
3	1	23	34	0,275	5	1	23	42	0,215
1	1	31	25	0,267	5	1	32	03	0,199
3	1	39	50	0,232	5	1	40	16	0,174
7	1	48	37	0,214	5	1	49	04	0,168
9	1	59	01	0,174	5	1	58	52	0,155
7	2	09	13	0,172	5	2	09	15	0,133
9	2	19	50	0,158	5	2	20	01	0,135
11	2	32	37	0,124	5	2	31	25	0,123
9	2	44	18	0,130	5	2	44	34	0,123
1	2	55	21	0,154	5	2	56	48	0,111
3	3	09	07	0,133	5	3	08	30	0,106
1	3	21	40	0,139	5	3	22	05	0,101

Versuchsreihe 4.

19. Juli 1906.

Beginn der Exposition: 2 h. 30 min. p.
Ende „ „ : 4 h. 30 min. p.
Potentialdifferenz: — 3305 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 1028 cm/sec.
Größte „ : 1049 cm/sec.
Kleinste „ : 1011 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
1	0	08	31	2,841	10	0	08	57	1,818
1	0	10	57	2,638	10	0	11	05	1,846
2	0	18	33	2,351	10	0	18	52	1,569
2	0	23	20	2,828	10	0	23	27	2,076
2	0	26	13	2,516	10	0	26	22	2,117
1	0	30	19	2,083	10	0	30	33	1,374
1	0	32	48	1,983	10	0	33	05	1,265

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
2	0	36	07	1,864	10	0	36	21	1,355
2	0	39	40	1,577	10	0	39	55	1,232
2	0	43	12	1,557	10	0	43	08	1,156
3	0	46	20	1,500	10	0	46	42	1,053
3	0	49	32	1,350	10	0	49	45	0,997
2	0	52	59	1,396	10	0	52	21	0,946
2	0	57	35	1,190	10	0	57	45	0,875
3	1	01	28	1,134	10	1	01	55	0,821
3	1	05	42	1,026	10	1	05	57	0,707
4	1	10	18	0,983	10	1	10	48	0,707
4	1	14	39	0,867	10	1	14	54	0,680
3	1	19	51	0,824	10	1	20	22	0,591
3	1	24	38	0,708	10	1	24	56	0,530
4	1	30	01	0,699	10	1	30	39	0,487
4	1	35	34	0,596	10	1	35	53	0,388
5	1	41	32	0,574	10	1	42	30	0,412
4	1	49	03	0,474	10	1	49	41	0,346
5	1	56	12	0,437	10	1	57	30	0,304
6	2	06	15	0,308	10	2	06	10	0,264
5	2	14	53	0,321	10	2	16	00	0,237
7	2	25	19	0,279	10	2	26	03	0,204
5	2	36	33	0,241	10	2	36	45	0,205
8	2	47	19	0,200	10	2	47	57	0,159
5	2	57	46	0,196	10	2	58	28	0,141
9	3	10	12	0,169	10	3	10	06	0,125
11	3	23	14	0,144	10	3	22	51	0,122

Versuchsreihe 5.

23. Juli 1906.

Beginn der Exposition: 2 h. 50 min. p.
Ende „ „ : 4 h. 50 min. p.
Potentialdifferenz: — 3304 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 1000 cm/sec.
Größte „ : 1012 cm/sec.
Kleinste „ : 954 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Sek/sec.
8	0	10	06	0,348	3	0	10	26	0,311
7	0	16	45	0,322	3	0	17	18	0,294

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	24	16	0,286	3	0	24	40	0,291
9	0	32	54	0,244	3	0	32	52	0,240
8	0	42	35	0,215	2	0	42	57	0,203
10	0	53	26	0,164	3	0	53	37	0,184
8	1	04	20	0,166	1	1	05	01	0,165
11	1	17	10	0,109	3	1	17	07	0,127
8	1	31	41	0,099	4	1	32	53	0,097
5	1	48	12	0,086	3	1	49	05	0,073
8	2	07	02	0,044	3	2	04	57	0,061

Versuchsreihe 6.

30. Juli 1906.

Beginn der Exposition: 2 h. 30 min. p.
Ende „ „ : 4 h. 30 min. p.
Potentialdifferenz: — 7650 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 935 cm/sec.
Größte „ : 977 cm/sec.
Kleinste „ : 920 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	08	27	1,839	3	0	08	38	2,645
8	0	10	59	1,804	3	0	11	09	2,706
8	0	13	20	1,744	3	0	13	27	2,642
7	0	17	16	1,875	2	0	17	27	2,540
7	0	19	21	2,018	2	0	19	28	2,391
7	0	21	21	2,053	2	0	21	31	2,456
8	0	25	25	1,490	3	0	25	35	2,215
8	0	27	30	1,500	3	0	27	37	2,169
8	0	29	44	1,405	3	0	29	54	2,160
9	0	34	11	1,231	1	0	34	09	2,029
9	0	36	46	1,051	1	0	36	33	2,133
9	0	40	51	0,932	1	0	40	40	1,997
8	0	44	41	1,268	3	0	45	02	1,686
8	0	47	32	1,088	3	0	47	35	1,699
8	0	50	28	1,126	3	0	50	39	1,528
10	0	54	55	0,733	4	0	54	48	1,423
10	0	58	25	0,693	4	0	58	14	1,364
8	1	02	49	0,904	3	1	03	08	1,241
8	1	06	18	0,829	3	1	06	24	1,266

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
11	1	11	45	0,487	5	1	11	32	0,990
11	1	16	41	0,447	5	1	16	15	0,869
8	1	21	41	0,666	3	1	22	11	0,881
8	1	26	57	0,520	3	1	26	51	0,821
3	1	32	24	0,942	6	1	33	36	0,568
3	1	38	00	0,815	6	1	38	18	0,522
8	1	43	29	0,440	3	1	44	08	0,643
8	1	49	34	0,378	3	1	49	29	0,603
3	1	56	47	0,642	7	1	57	21	0,383
8	2	03	51	0,329	3	2	04	44	0,466
3	2	12	39	0,498	9	2	14	36	0,193
8	2	23	22	0,232	3	2	23	13	0,394
3	2	35	53	0,379	5	2	36	51	0,254
8	2	46	50	0,168	3	2	46	36	0,293

Versuchsreihe 7.

2. August 1906.

Beginn der Exposition: 2 h. 40 min. p.
Ende „ „ : 4 h. 40 min. p.
Potentialdifferenz: −7850 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 935 cm/sec.
Größte „ : 952 cm/sec.
Kleinste „ : 908 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	10	47	1,839	3	0	10	52	2,559
8	0	12	41	1,706	3	0	12	48	2,511
7	0	16	21	2,035	2	0	16	29	3,348
7	0	18	13	1,960	2	0	18	20	2,744
8	0	21	18	1,519	3	0	21	28	2,458
8	0	23	39	1,641	3	0	23	46	2,363
9	0	27	27	1,081	1	0	27	18	2,828
9	0	30	06	1,046	1	0	29	56	2,635
8	0	34	40	1,337	3	0	34	46	2,067
8	0	37	50	1,172	3	0	37	48	2,037
10	0	43	04	0,660	4	0	42	32	2,025
10	0	46	50	0,640	4	0	46	21	2,094
8	0	51	14	1,046	3	0	51	09	1,823
8	0	54	00	0,994	3	0	54	00	1,738

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
11	0	59	11	0,450	5	0	58	31	1,652
11	1	04	45	0,394	5	1	03	20	1,594
8	1	11	20	0,772	3	1	11	24	1,418
8	1	14	41	0,746	3	1	14	41	1,412
3	1	20	20	1,591	6	1	20	47	0,938
8	1	26	32	0,614	3	1	26	26	1,230
3	1	31	35	1,377	5	1	31	57	1,129
8	1	37	07	0,581	3	1	37	06	1,142
3	1	41	07	1,285	4	1	42	03	1,077
8	1	46	40	0,551	3	1	46	44	1,019
3	1	56	52	1,026	7	1	57	10	0,532
8	2	03	01	0,430	3	2	02	59	0,881
2	2	08	59	1,034	8	2	10	15	0,312
8	2	16	07	0,381	3	2	16	09	0,780
9	2	22	52	0,276	8	2	23	55	0,290
8	2	31	26	0,337	3	2	31	19	0,731
10	2	38	54	0,161	4	2	38	32	0,757
8	2	45	51	0,332	3	2	45	54	0,711
11	2	54	22	0,183	8	2	57	27	0,172
8	3	04	18	0,302	1	3	03	51	0,804
3	3	12	16	0,758	8	3	14	01	0,228

Versuchsreihe 8.

14. August 1906.

Beginn der Exposition: 3 h. 25 min. p.
Ende „ „ : 5 h. 25 min. p.
Potentialdifferenz: – 21 360 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 871 cm/sec.
Größte „ : 898 cm/sec.
Kleinste „ . : 849 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	07	58	1,003	3	0	09	48	9.297
8	0	11	51	0,931	3	0	11	46	8,893
11	0	16	51	0,479	4	0	16	18	3,996
8	0	21	19	0,835	3	0	21	07	7,427
10	0	26	20	0,490	5	0	26	15	1,956
8	0	30	53	0,664	3	0	30	28	6,542
9	0	35	57	0,468	7	0	36	42	0,751

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	41	49	0,528	3	0	41	18	6,062
7	0	46	36	0,749	2	0	46	18	8,398
8	0	51	28	0,460	3	0	50	34	4,825
11	0	58	42	0,224	4	0	57	45	2,152
8	1	05	43	0,341	3	1	04	35	3,941
10	1	13	37	0,205	5	1	12	55	0,897
8	1	21	54	0,258	3	1	20	24	2,864
9	1	31	22	0,153	6	1	31	59	0,372
8	1	40	46	0,185	3	1	40	36	1,999
7	1	48	42	0,240	2	1	48	49	2,656
8	1	57	37	0,142	3	1	56	47	1,479
3	2	03	56	1,579	1	2	04	09	2,547
5	2	11	28	0,385					
3	2	16	41	1,219	2	2	17	07	1,631
4	2	21	42	0,573	3	2	22	18	0,953
3	2	27	11	1,113	1	2	27	30	1,634
4	2	32	46	0,515	3	2	33	22	0,776

Versuchsreihe 9.

16. August 1906.

Beginn der Exposition: 3 h. 25 min. p.
Ende „ „ : 5 h. 13 min. p.
Potentialdifferenz: −24 920 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 936 cm/sec.
Größte „ : 949 cm/sec.
Kleinste „ : 916 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	11	55	0,377	3	0	10	51	2,688
11	0	19	06	0,219	4	0	18	57	1,075
8	0	25	26	0,322	3	0	25	00	2,208
10	0	32	33	0,213	5	0	33	38	0,543
8	0	40	42	0,249	3	0	39	42	1,836
9	0	49	09	0,184	6	0	50	35	0,271
8	0	58	39	0,180	3	0	57	26	1,272
7	1	06	52	0,209	2	1	06	41	2,297
8	1	14	59	0,143	3	1	14	33	0,934
11	1	24	35	0,080	1	1	24	02	2,029
8	1	34	48	0,085	3	1	36	16	0,595

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
3	1	42	11	0,690	2	1	42	23	1,169
5	1	49	32	0,246	3	1	50	30	0,520
3	1	56	58	0,531	1	1	57	10	1,305
4	2	04	44	0,217	3	2	04	43	0,384
3	2	12	09	0,438	1	2	12	18	0,998

Versuchsreihe 10.
21. August 1906.

Beginn der Exposition: 4 h. 15 min.
Ende „ „ : 6 h. 15 min.
Potentialdifferenz: + 7500 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 944 cm/sec.
Größte „ : 957 cm/sec.
Kleinste „ : 936 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	14	16	0,002	3	0	14	44	0,005
11	0	29	12	0,004	1	0	29	54	0,006
8	0	44	58	0,005	3	0	44	41	0,006
7	1	00	06	0,006	5	1	02	41	0,003

Versuchsreihe 11.
22. August 1906.

Beginn der Exposition: 7 h. 30 min. a.
Ende „ „ : 7 h. 30 min. p.
Potentialdifferenz: — 7300 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 922 cm/sec.
Größte „ : 990 cm/sec.
Kleinste „ : 863 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	08	52	1,537	3	0	08	52	3,131
8	0	11	03	1,488	3	0	10	58	3,021
11	0	26	08	0,598	5	0	15	22	2,395
8	0	20	21	1,331	3	0	20	21	2,709
10	0	24	58	0,696	4	0	24	51	2,576
8	0	29	01	1,169	3	0	29	03	2,420
9	0	33	28	0,822	2	0	33	56	2,337

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	37	51	1,051	3	0	37	54	2,118
7	0	42	10	1,370	1	0	42	32	2,482
8	0	46	27	1,005	3	0	46	36	1,882
6	0	50	46	1,508	7	0	52	21	1,059
8	0	56	24	0,894	3	0	56	39	1,659
11	1	02	23	0,342	5	1	01	06	1,393
8	1	08	47	0,758	3	1	08	52	1,438
10	1	15	12	0,372	4	1	14	53	1,356
8	1	21	38	0,607	3	1	21	43	1,190
9	1	27	46	0,420	2	1	27	54	1,163
8	1	33	38	0,541	3	1	33	49	1,025
7	1	39	32	0,675	1	1	40	17	1,143
8	1	46	13	0,481	3	1	46	30	0,880
6	1	54	59	0,663	8	1	55	10	0,357
8	2	01	51	0,364	3	2	01	55	0,736
3	2	12	28	0,741	8	2	12	21	0,281
8	2	20	12	0,361	3	2	20	25	0,651
3	2	30	14	0,756	8	2	31	09	0,257
8	2	39	32	0,304	3	2	39	59	0,568
11	2	49	13	0,117	5	2	48	57	0,503
8	2	57	56	0,252	3	2	58	04	0,516
10	3	07	46	0,135	4	3	07	30	0,527
8	3	17	39	0,233	3	3	17	51	0,488
9	3	28	20	0,159	2	3	27	29	0,505
8	3	38	17	0,220	3	3	38	41	0,454
7	3	47	32	0,288	1	3	48	00	0,529
8	3	56	28	0,224	3	3	56	58	0,442
3	4	07	45	0,502	6	4	07	25	0,310
8	4	16	37	0,215	3	4	17	00	0,454
11	4	27	38	0,105	5	4	28	14	0,377
8	4	37	35	0,210	3	4	38	01	0,431
10	4	47	27	0,138	4	4	47	49	0,433
8	4	56	53	0,205	3	4	57	44	0,388
9	5	08	58	0,140	2	5	08	03	0,442
8	5	20	09	0,212	3	5	20	52	0,406
7	5	30	08	0,255	1	5	30	55	0,446
8	5	39	52	0,188	3	5	40	31	0,384
8	16	36	04	0,080	3	16	35	07	0,194
11	16	52	45	0,043	5	16	54	42	0,178
7	17	08	41	0,119	1	17	10	25	0,220
8	17	24	39	0,089	3	17	26	28	0,186
8	20	53	08	0,060	3	20	53	35	0,150

Versuchsreihe 12.

24. August 1906.

Beginn der Exposition: 8 h. 00 min. a.
Ende „ „ : 8 h. 00 min. p.
Potentialdifferenz: −3268 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 863 cm/sec.
Größte „ : 899 cm/sec.
Kleinste „ : 849 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	08	08	2,900	3	0	08	30	2,332
8	0	11	50	2,497	3	0	12	10	2,308
11	0	16	47	2,171	5	0	17	11	2,255
11	0	19	26	2,069	5	0	19	32	2,239
8	0	22	31	2,340	3	0	22	50	2,110
10	0	26	53	2,124	4	0	27	13	1,976
8	0	30	19	2,306	3	0	30	38	1,968
9	0	34	57	1,959	2	0	35	11	1,820
8	0	38	23	2,142	3	0	38	39	1,827
8	0	44	38	1,975	3	0	44	54	1,664
7	0	48	40	1,951	1	0	48	57	1,717
8	0	52	23	1,745	3	0	52	35	1,450
3	0	56	11	1,867	6	0	56	50	1,395
8	1	00	26	1,701	3	1	00	40	1,408
11	1	04	23	1,352	5	1	04	45	1,424
8	1	08	45	1,479	3	1	08	53	1,323
10	1	12	30	1,285	4	1	12	36	1,287
8	1	16	25	1,465	3	1	16	43	1,228
9	1	20	32	1,200	2	1	20	50	1,081
8	1	25	15	1,218	3	1	25	32	1,094
7	1	29	08	1,212	1	1	29	23	1,151
8	1	33	13	1,173	3	1	33	33	0,985
3	1	37	41	1,149	6	1	38	29	0,828
8	1	42	59	1,007	3	1	43	20	0,908
3	1	48	59	1,039	8	1	49	25	0,817
8	1	54	17	0,947	3	1	54	42	0,793
3	2	00	25	0,901	8	2	00	57	0,727
8	2	05	50	0,853	3	2	06	28	0,765
11	2	11	35	0,706	5	2	11	43	0,745
8	2	16	44	0,790	3	2	17	08	0,736
10	2	22	28	0,688	4	2	22	37	0,730

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	2	27	41	0,743	3	2	28	14	0,651
9	2	33	47	0,696	2	2	34	04	0,629
8	2	39	40	0,745	3	2	40	09	0,642
7	2	46	59	0,759	1	2	47	24	0,684
8	2	53	02	0,710	3	2	53	36	0,606
3	3	00	31	0,685	6	3	00	55	0,532
8	3	07	17	0,652	3	3	07	55	0,580
8	4	24	22	0,606	3	4	25	04	0,526
11	4	31	55	0,456	5	4	31	55	0,531
8	4	38	13	0,624	3	4	38	54	0,494
10	4	46	03	0,501	4	4	46	07	0,536
8	4	52	49	0,602	3	4	53	29	0,493
9	5	00	38	0,559	2	5	01	16	0,500
8	5	07	45	0,527	3	5	08	20	0,500
7	5	14	58	0,573	1	5	15	28	0,546
8	5	22	09	0,551	3	5	22	43	0,489
3	5	32	05	0,568	6	5	32	58	0,446
8	5	39	47	0,544	3	5	40	18	0,487
8	16	21	08	0,281	3	16	22	20	0,256
11	16	33	40	0,230	5	16	33	23	0,254
10	16	46	56	0,233	4	16	46	35	0,237
8	16	58	49	0,296	3	16	59	45	0,231
8	19	04	19	0,231	3	19	05	39	0,197
9	19	19	34	0,208	2	19	20	33	0,187
8	19	34	14	0,214	3	19	35	08	0,194
7	19	49	35	0,219	1	19	49	56	0,203
8	20	04	22	0,201	3	20	05	58	0,181
11	20	21	02	0,160	5	20	21	16	0,204
8	20	36	05	0,185	3	20	36	53	0,181
10	20	52	12	0,170	4	20	52	32	0,175
8	21	09	07	0,183	3	21	10	16	0,176
3	21	24	22	0,192	6	21	26	50	0,154
8	21	42	23	0,182	3	21	42	52	0,167

Versuchsreihe 13.

28. August 1906.

Beginn der Exposition: 4 h. 00 min. p.
Ende „ „ : 6 h. 00 min. p.
Pontentialdifferenz: +28480 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 889 cm/sec.

Größte Luftgeschwindigkeit: 948 cm/sec.
Kleinste „ : 867 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	14	17	0,018	3	0	15	06	0,020
11	0	28	45	0,017	1	0	30	19	0,016
7	0	46	21	0,013	5	0	48	39	0,009
8	1	05	38	0,008	3	1	08	52	0,008

Versuchsreihe 14.
29. August 1906.

Beginn der Exposition: 7 h. 50 min. a.
Ende „ „ : 7 h. 50 min. p.
Pontentialdifferenz: −24920 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 842 cm/sec.
Größte „ : 858 cm/sec.
Kleinste „ : 834 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	11	25	0,302	3	0	09	46	2,482
11	0	20	51	0,280	5	0	22	37	0,298
8	0	28	52	0,327	3	0	27	56	2,054
10	0	36	24	0,235	4	0	36	48	0,451
8	0	44	14	0,243	3	0	42	55	1,763
9	0	51	50	0,224	2	0	50	10	6,895
8	1	00	19	0,186	3	0	59	22	1,513
7	1	09	19	0,191	1	1	08	08	8,397
8	1	18	05	0,152	3	1	17	23	1,248
3	1	34	04	1,181	6	1	34	01	0,111
8	1	45	18	0,119	3	1	45	28	0,998
3	2	02	17	0,992	8	2	03	26	0,075
8	2	16	25	0,107	3	2	16	38	0,818
11	8	29	17	0,090	5	2	34	09	0,113
8	2	46	11	0,097	3	2	46	49	0,689
10	3	00	06	0,084	4	3	00	56	0,180
8	3	14	51	0,094	3	3	15	40	0,661
9	3	27	51	0,086	2	3	26	47	2,966
8	3	41	17	0,094	3	3	43	25	0,624
7	3	53	37	0,101	1	3	52	55	4,082
8	4	06	19	0,100	3	4	08	46	0,579
3	4	14	52	0,720	2	4	15	11	2,742

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
4	4	22	10	0,187	3	4	22	51	0,572
3	4	29	26	0,681	1	4	29	27	3,853
5	4	36	44	0,135	3	4	36	19	0,556
3	4	42	50	0,722	1	4	43	06	3,941
3	16	05	42	0,312					
4	16	17	03	0,103	3	16	17	07	0,284
3	16	25	39	0,351	1	16	25	50	1,758
2	16	35	03	1,452	3	16	35	22	0,258
3	16	42	37	0,333	1	16	42	49	1,806
3	21	59	25	0,217	1	21	59	39	1,225
5	22	13	37	0,053	3	22	14	19	0,180
3	22	25	27	0,218	1	22	25	42	1,205
2	22	38	00	0,950	3	22	38	53	0,182
3	22	49	42	0,210	1	22	50	12	1,179
3	39	39	43	0,073	1	39	43	01	0,393
2	40	06	15	0,299	3	40	05	24	0,067
3	40	22	50	0,077	1	40	27	42	0,371

Versuchsreihe 15.

31. August 1906.

Beginn der Exposition: 4 h. 05 min. p.
Ende „ „ : 6 h. 05 min. p.
Potentialdifferenz: −800 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 907 cm/sec.
Größte „ : 932 cm/sec.
Kleinste „ : 878 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 60 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	07	33	0,705	3	0	08	25	0,568
11	0	14	04	0,697	5	0	14	24	0,565
8	0	20	07	0,648	3	0	19	46	0,556
10	0	26	45	0,587	4	0	26	27	0,516
8	0	32	48	0,559	3	0	32	39	0,462
9	0	39	06	0,498	2	0	38	37	0,476
8	0	46	31	0,441	3	0	45	56	0,413
7	0	54	05	0,425	1	0	53	40	0,373
8	1	02	03	0,374	3	1	01	54	0,309
3	1	11	40	0,293	6	1	11	34	0,239
8	1	22	15	0,272	3	1	21	49	0,235
3	1	35	11	0,212	4	1	34	12	0,214
5	1	49	12	0,191	3	1	48	46	0,147

Elektrometer 1					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
3	2	04	27	0,154	2	2	03	38	0,130
1	2	20	21	0,138	3	2	20	42	0,102
3	2	39	57	0,099	2	2	39	13	0,088

Versuchsreihe 16.

3. September 1906.

Beginn der Exposition: 3 h. 45 min. p.
Ende „ „ : 5 h. 45 min. p.
Potentialdifferenz: −21360 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 2058 cm/sec.
Größte „ : 2159 cm/sec.
Kleinste „ : 1957 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	07	27	0,282	3	0	07	31	0,446
11	0	12	13	0,246	5	0	12	27	0,321
8	0	17	05	0,250	3	0	17	16	0,388
10	0	22	37	0,186	4	0	22	57	0,279
8	0	28	41	0,183	3	0	28	58	0,293
9	0	34	48	0,162	2	0	34	55	0,334
8	0	40	43	0,181	3	0	41	18	0,221
7	0	48	12	0,158	1	0	48	24	0,712
8	0	55	25	0,129	3	0	55	57	0,162
3	1	02	57	0,197	6	1	04	47	0,103
8	1	11	58	0,093	3	1	13	04	0,127
3	1	22	11	0,136	5	1	22	52	0,087
8	1	33	10	0,064	3	1	33	59	0,086

Versuchsreihe 17.

4. September 1906.

Beginn der Exposition: 4 h. 05 min. p.
Ende „ „ : 6 h. 05 min. p.
Potentialdifferenz: −21360 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 674 cm/sec.
Größte „ : 699 cm/sec.
Kleinste „ : 643 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	10	20	0,059	3	0	11	14	0,067
11	0	22	22	0,056	5	0	23	29	0,053
8	0	34	52	0,049	3	0	37	32	0,045
9	0	49	42	0,038	2	0	51	32	0,048
8	1	04	09	0,030	3	1	07	39	0,024
7	1	22	27	0,024	1	1	23	50	0,072
8	1	38	31	0,017	3	1	43	04	0,018

Versuchsreihe 18.
5. September 1906.

Beginn der Exposition: 3 h. 25 min. p.
Ende „ „ : 5 h. 25 min. p.
Potentialdifferenz: −17800 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 596 cm/sec.
Größte „ : 609 cm/sec.
Kleinste „ : 583 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
8	0	12	29	0,033	3	0	14	06	0,026
11	0	28	14	0,023	1	0	28	50	0,071
8	0	44	26	0,022	3	0	47	07	0,018

Versuchsreihe 19.
13. September 1906.

Beginn der Exposition: 3 h. 40 min. p.
Ende „ „ : 5 h. 40 min. p.
Potentialdifferenz: −28480 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 7,55 cm/sec.
Größte „ : 7,70 cm/sec.
Kleinste „ : 7,35 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm. Wattefilter. 68 mm (Wasser) Druckdifferenz.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
9	0	11	28	0,007	3	0	11	35	0,008
11	0	27	03	0,002	5	0	26	28	0,004
9	0	40	06	0,007	3	0	39	59	0,003
7	0	55	38	0,015	1	0	54	52	0,012
9	1	11	31	0,007	3	1	12	41	0,001

Versuchsreihe 20.
15. September 1906.
Beginn der Exposition: 3 h. 35 min. p.
Ende „ „ : 5 h. 35 min. p.
Potentialdifferenz: — 28480 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 7,51 cm/sec.
Größte „ : 7,56 cm/sec.
Kleinste „ : 7,44 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm. Wattefilter. 66 mm (Wasser) Druckdifferenz.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
9	0	17	03	0,002	3	0	17	57	0,004
11	0	38	50	0,000	5	0	39	29	0,001
7	1	04	50	0,001	1	0	59	35	0,006

Versuchsreihe 21.
24. September 1906.
Beginn der Exposition: 4 h. 45 min. p.
Ende „ „ : 6 h. 45 min. p.
Potentialdifferenz: — 26700 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 20,9 cm/sec.
Größte „ : 21,2 cm/sec.
Kleinste „ : 19,8 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm. Wattefilter. 62 mm (Wasser) Druckdifferenz.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
9	0	15	59	0,003	3	0	15	25	0,008
11	0	33	27	0,004	5	0	35	09	0,000
7	0	52	53	0,003	1	0	51	42	0,019

Versuchsreihe 22.
25. September 1906.
Beginn der Exposition: 3 h. 00 min. p.
Ende „ „ : 5 h. 00 min. p.
Potentialdifferenz: — 30260 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 19,5 cm/sec.
Größte „ : 19,9 cm/sec.
Kleinste „ : 18,9 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm. Wattefilter. 65 mm (Wasser) Druckdifferenz.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
5	0	13	55	0,006	3	0	13	44	0,004

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
3	0	30	34	0,013	4	0	31	26	0,001
5	0	48	51	0,004	3	0	48	34	0,002
2	1	05	18	0,011	1	1	05	12	0,007

Versuchsreihe 23.
26. September 1906.

Beginn der Exposition: 2 h. 40 min. p.
Ende „ „ : 4 h. 40 min. p.
Potentialdifferenz: −30260 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 20,2 cm/sec.
Größte „ : 20,5 cm/sec.
Kleinste „ : 20,0 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm. Wattefilter. 68 mm (Wasser) Druckdifferenz.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
9	0	14	00	0,006	7	0	15	04	0,002
7	0	32	32	0,002	8	0	33	53	−0,002
5	0	51	45	0,000	7	0	52	27	0,003
7	1	10	13	0,003	1	1	09	36	0,014

Versuchsreihe 24.
27. September 1906.

Beginn der Exposition: 2 h. 40 min. p.
Ende „ „ : 4 h. 40 min. p.
Potentialdifferenz: −30260 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 19,5 cm/sec.
Größte „ : 19,8 cm/sec.
Kleinste „ : 19,3 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm. Wattefilter. 68 mm (Wasser) Druckdifferenz.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
11	0	15	01	0,003	9	0	15	39	0,000
10	0	33	32	0,001	8	0	34	05	−0,003
7	0	53	18	−0,001	5	0	52	58	0,003
4	1	11	39	0,003	1	1	10	45	0,011
3	1	28	59	0,004	2	1	29	19	0,001

Versuchsreihe 25.
29. September 1906.

Beginn der Exposition: 3 h. 34 min. p.
Ende „ „ : 5 h. 34 min. p.
Potentialdifferenz: +26700 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 20,1 cm/sec.
Größte „ : 20,5 cm/sec.
Kleinste „ : 19,8 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm. Wattefilter. 68 mm (Wasser) Druckdifferenz.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
3	0	13	35	0,009	1	0	13	46	0,007
7	0	32	31	0,003	5	0	32	39	0,002

Versuchsreihe 26.
2. Oktober 1906.

Beginn der Exposition: 2 h. 45 min. p.
Ende „ „ : 4 h. 45 min. p.
Potentialdifferenz: +21970 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 20,4 cm/sec.
Größte „ : 20,6 cm/sec.
Kleinste „ : 20,0 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm. Wattefilter. 68 mm (Wasser) Druckdifferenz.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
9	0	15	47	0,008	3	0	17	22	0,002
11	0	36	01	0,003	5	0	36	22	0,003
7	0	55	06	0,003	1	0	54	23	0,008
1	1	13	47	0,006	3	1	15	01	0,000

Versuchsreihe 27.
5. Oktober 1906.

Beginn der Exposition: 10 h. 00 min. a.
Ende „ „ : 6 h. 00 min. p.
Potentialdifferenz: — 24920 Volt.
Mittlere Luftgeschwindigkeit: 19,9 cm/sec.
Größte „ : 20,2 cm/sec.
Kleinste „ : 18,6 cm/sec.
Rohrdurchmesser: 12,2 cm. Wattefilter. 68 mm (Wasser) Druckdifferenz.

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
9	0	14	46	−0,002	3	0	14	12	0,008

Elektrometer 1.					Elektrometer 2.				
Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.	Int.	h.	min.	sec.	Skt/sec.
3	0	32	14	0,004	5	0	34	20	0,001
11	0	53	06	0,000	3	0	54	02	0,003
7	1	12	24	−0,003	4	1	12	23	0,003
1	1	31	56	0,001	3	1	34	35	0,001
3	1	53	18	−0,002	2	1	54	56	−0,001

Verwertuung der Resultate.

Die Resultate der in den vorstehenden Tabellen wiedergegebenen Messungen wurden nach zwei Richtungen hin bearbeitet.

1. Es wurde der zeitliche Verlauf der Aktivität, somit die Art der aktiven Substanzen untersucht.

2. Es wurde aus der Intensitätsverteilung der Aktivität über die Elektrode die spezifische Zahl der Träger der Induktion als Funktion der spezifischen Geschwindigkeit berechnet.

Die Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Aktivität wurde bei allen denjenigen Versuchsreihen durchgeführt, bei welchen eine hinreichende Zahl von auf einander folgenden Messungen für ein Intervall vorlagen. Die Werte des Sättigungsstromes für dieses Intervall wurden als Funktion der Zeit graphisch dargestellt und aus diesen Diagrammen wurden durch graphische Interpolation die Werte des Sättigungsstromes für die Zeiten 15 min, 30 min, 45 min, 1 h 00 min, 1 h 15 min u. s. w. nach dem Ende der Exposition entnommen. Diese Werte wurden umgerechnet auf Prozente des unmittelbar nach Ende der Exposition bestehenden Sättigungsstromes unter Benutzung der Curieschen Werte für das Abklingen der Radiuminduktionen und zwar wurden 1. die Werte für die Zeit 15 min nach dem Ende der Exposition, 2. die Werte für die Zeit 30 min nach dem Ende der Exposition mit den entsprechenden Curieschen Werten identifiziert. Dieses Verfahren wurde benützt, um zufällige Fehler in der Bestimmung des Sättigungsstromes weniger hervortreten zu lassen. Die Resultate dieser Rechnungen sind zusammengestellt in den folgenden Tabellen. In der Überschrift jeder Tabelle ist hinter der Nummer der Versuchsreihe in Klammern die Nummer des zur Untersuchung des zeitlichen Verlaufes der Aktivität benützten Intervalles angegeben. In der ersten Kolonne der Tabelle steht die Zeit nach dem Ende der Exposition, in der zweiten Kolonne der durch graphische Interpolation ermittelte Wert des Sättigungsstromes in Skt/sec., in der dritten und vierten Kolonne der in Prozente umgerechnete Wert des Sättigungsstromes, bezogen auf die Curieschen Werte für die Zeit 15 min bezw. 30 min nach dem Ende der Exposition, in der letzten Kolonne (Überschrift: R.—I. n. Curie) die Werte für die Intensität der Radiuminduktionen in Prozenten des Anfangswertes unmittelbar nach dem Ende der Exposition nach Angaben von Curie.

Versuchsreihe 2 (1).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,323	92,3	89,0		92,3
0	30	0,283	80,9	78,0		78,0
0	45	0,245	70,1	67,5		62,7
1	00	0,215	61,5	59,3		48,7
1	15	0,188	53,8	51,8		36,9
1	30	0,168	48,0	46,3		27,5
1	45	0,150	42,9	40,3		20,3
2	00	0,135	38,6	37,1		14,8
2	15	0,131	37,5	36,1		10,7

Versuchsreihe 3 (5).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,440	92,3	85,8		92,3
0	30	0,400	84,0	78,0		78,0
0	45	0,330	69,3	64,4		62,7
1	00	0,290	60,9	56,6		48,7
1	15	0,240	50,4	46,8		36,9
1	30	0,200	42,0	39,0		27,5
1	45	0,170	35,7	33,2		20,3
2	00	0,149	31,3	29,1		14,8
2	15	0,135	28,4	26,3		10,7
2	30	0,126	26,5	24,6		7,7
2	45	0,020	25,2	23,4		5,4
3	00	0,113	23,7	22,0		3,9
3	15	0,105	22,1	20,5		2,8

Versuchsreihe 4 (10).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	1,700	92,3	94,7		92,3
0	30	1,400	76,0	78,0		78,0
0	45	1,110	59,9	61,8		62,7
1	00	0,840	45,4	46,8		48,7
1	15	0,670	36,2	37,3		36,9
1	30	0,488	26,4	27,2		27,5
1	45	0,390	21,1	21,7		20,3
2	00	0,300	16,2	16,7		14,8
2	15	0,242	13,1	13,5		10,7
2	30	0,202	10,9	11,3		7,7
2	45	0,168	9,07	9,35		5,4
3	00	0,140	7,56	7,79		3,9
3	15	0,125	6,75	6,96		2,8

Versuchsreihe 5 (3).

h.	min.				R.-I. n. Curie.
0	15	0,300	92,3	89,7	92,3
0	30	0,261	80,4	78,0	78,0
0	45	0,252	77,6	75,3	62,7
1	00	0,168	51,7	50,2	48,7
1	15	0,132	40,7	39,5	36,9
1	30	0,102	31,4	30,5	27,5
1	45	0,080	24,6	23,9	20,3
2	00	0,064	19,7	19,1	14,8

Versuchsreihe 5 (8).

h.	min.				R.-I. n. Curie.
0	15	0,324	92,3	96,6	92,3
0	30	0,262	74,7	78,0	78,0
0	45	0,212	60,4	63,2	62,7
1	00	0,172	49,0	51,3	48,7
1	15	0,136	38,8	40,5	36,9
1	30	0,102	29,1	30,4	27,5
1	45	0,074	21,1	22,1	20,3
2	00	0,052	14,8	15,5	14,8

Versuchsreihe 6 (3).

h.	min.				R.-I. n. Curie.
0	15	2,580	92,3	93,9	92,3
0	30	2,140	76,6	78,0	78,0
0	45	1,730	61,9	63,0	62,7
1	00	1,320	47,3	48,0	48,7
1	15	1,010	36,2	36,8	36,9
1	30	0,760	27,2	27,7	27,5
1	45	0,628	22,5	22,9	20,3
2	00	0,522	18,7	19,0	14,8
2	15	0,438	15,7	16,0	10,7
2	30	0,370	13,2	13,5	7,7
2	45	0,298	10,7	10,8	5,4

Versuchsreihe 6 (8).

h.	min.				R.-I. n. Curie.
0	15	1,740	92,3	93,6	92,3
0	30	1,450	76,9	78,0	78,0

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	45	1,190	63,1	64,0		62,7
1	00	0,940	49,8	50,6		48,7
1	15	0,720	38,2	38,7		36,9
1	30	0,540	28,6	29,1		27,5
1	45	0,420	22,3	22,6		20,3
2	00	0,342	18,1	18,4		14,8
2	15	0,280	14,8	15,1		10,7
2	30	0,220	11,7	11,8		7,7
2	45	0,180	9,54	9,70		5,4

Versuchsreihe 7 (3).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	2,510	92,3	89,4		92,3
0	30	2,190	80,6	78,0		78,0
0	45	1,898	69,8	67,6		62,7
1	00	1,650	60,7	58,7		48,7
1	15	1,410	51,9	50,2		36,9
1	30	1,205	44,3	42,9		27,5
1	45	1,041	38,3	37,1		20,3
2	00	0,900	33,1	32,0		14,8
2	15	0,790	29,1	28,1		10,7
2	30	0,730	26,9	26,0		7,7
2	45	0,715	26,3	25,5		5,4

Versuchsreihe 7 (8).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	1,720	92,3	96,5		92,3
0	30	1,390	74,6	78,0		78,0
0	45	1,122	60,3	62,9		62,7
1	00	0,930	49,9	52,2		48,7
1	15	9,740	39,7	41,5		36,9
1	30	0,610	32,8	34,2		27,5
1	45	0,540	29,0	30,3		20,3
2	00	0,458	24,6	25,8		14,8
2	15	0,380	20,4	21,3		10,7
2	30	0,340	18,3	19,1		7,7
2	45	0,330	17,7	18,5		5,4
3	00	0,305	16,4	17,1		3,9

Versuchsreihe 8 (3).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	8,400	92,3	99,1		92,3
0	30	6,550	72,1	78,0		78,0
0	45	5,580	61,4	65,8		62,7
1	00	4,220	46,4	49,8		48,7
1	15	3,240	35,6	38,2		36,9
1	30	2,430	26,7	28,7		27,5
1	45	1,860	20,5	21,9		20,3
2	00	1,410	15,5	16,6		14,8
2	15	1,070	11,8	12,6		10,7
2	30	0,850	9,4	10,0		7,7

Versuchsreihe 8 (8).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,900	92,3	101,7		92,3
0	30	0,690	71,1	78,0		78,0
0	45	0,510	52,5	57,6		62,7
1	00	0,390	40,2	44,1		48,7
1	15	0,320	33,0	36,2		36,9
1	30	0,250	25,8	28,3		27,5
1	45	0,180	18,5	20,3		20,3
2	00	0,140	14,4	15,8		14,8

Versuchsreihe 9 (3).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	2,540	92,3	94,5		92,3
0	30	2,090	75,9	78,0		78,0
0	45	1,670	60,6	62,1		62,7
1	00	1,250	45,4	46,5		48,7
1	15	0,920	33,4	34,2		36,9
1	30	0,680	24,7	25,3		27,5
1	45	0,520	18,9	19,3		20,3
2	00	0,420	15,2	15,6		14,8

Versuchsreihe 9 (8).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,360	92,3	93,6		92,3
0	30	0,300	76,8	78,0		78,0
0	45	0,240	61,4	62,5		62,7
1	00	0,180	46,1	46,8		48,7
1	15	0,142	36,4	36,9		36,9
1	30	0,110	28,2	26,6		27,5

Versuchsreihe 11 (3).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	2,910	92,3	95,4		92,3
0	30	2,380	75,4	78,0		78,0
0	45	1,910	60,5	92,6		62,7
1	00	1,599	50,7	52,5		48,7
1	15	1,325	42,0	43,4		36,9
1	30	1,072	34,0	35,2		27,5
1	45	1,891	28,2	29,2		20,3
2	00	0,753	23,9	24,7		14,8
2	15	0,670	21,2	22,0		10,7
2	30	0,598	19,0	19,6		7,7
2	45	0,540	17,1	17,7		5,4
3	00	0,509	16,1	16,6		3,9
3	15	0,492	15,6	16,1		2,8
3	30	0,470	14,9	15,4		2,1
3	45	0,452	14,3	14,8		1,5
4	00	0,443	14,0	14,5		1,0
4	15	0,440	13,9	14,4		
4	30	0,437	13,8	14,3		
4	45	0,425	13,5	13,9		
5	00	0,408	12,9	13,4		
5	15	0,400	12,7	13,1		
5	30	0,398	12,6	13,0		

Versuchsreihe 11 (8).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	1,429	92,3	96,9		92,3
0	30	1,150	74,3	78,0		78,0
0	45	1,000	64,6	67,8		62,7
1	00	0,850	54,9	57,6		48,7
1	15	0,698	45,1	47,3		36,9
1	30	0,557	36,0	37,8		27,5
1	45	0,480	31,0	32,5		20,3
2	00	0,390	25,2	26,4		14,8
2	15	0,352	22,7	23,9		10,7
2	30	0,325	21,0	22,0		7,7
2	45	0,285	18,4	19,3		5,4
3	00	0,251	16,2	17,0		3,9
3	15	0,239	15,4	16,2		2,8
3	30	0,225	14,5	15,3		2,1
3	45	0,220	14,2	14,9		1,5

h.	min.				R.-I. n. Curie.
4	00	0,218	14,1	14,8	1,0
4	15	0,212	13,7	14,4	
4	30	0,210	13,6	14,2	
4	45	0,208	13,4	14,1	
5	00	0,203	13,1	13,8	
5	15	0,201	13,0	13,6	
5	30	0,198	12,8	13,4	

Versuchsreihe 12 (3).

h.	min.				R.-I. n. Curie.
0	15	2,285	92,3	89,9	92,3
0	30	1,985	80,2	78,0	78,0
0	45	1,675	67,8	65,8	62,7
1	00	1,410	57,0	55,4	48,7
1	15	1,250	50,5	49,1	36,9
1	30	1,040	42,0	40,9	27,5
1	45	0,882	35,6	34,7	20,3
2	00	0,775	31,3	30,5	14,8
2	15	0,730	29,7	28,9	10,7
2	30	0,660	26,7	25,9	7,7
2	45	0,630	25,5	24,8	5,4
3	00	0,592	23,9	23,3	3,9

Versuchsreihe 12 (8).

h.	min.				R.-I. n. Curie.
0	15	2,440	92,3	83,4	92,3
0	30	2,280	86,2	78,0	78,0
0	45	1,970	74,4	67,4	62,7
1	00	1,650	62,4	56,4	48,7
1	15	1,395	52,7	47,8	36,9
1	30	1,180	44,6	40,4	27,5
1	45	1,000	37,8	34,2	20,3
2	00	0,882	33,3	30,2	14,8
2	15	0,795	30,1	27,2	10,7
2	30	0,735	27,8	25,1	7,7
2	45	0,712	26,9	24,4	5,4
3	00	0,690	26,1	23,6	3,9

Versuchsreihe 14 (3).

h.	min.				R.-I. n. Curie.
0	15	2,352	92,3	91,3	92,3
0	30	2,010	78,8	78,0	78,0

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	45	1,730	67,8	67,1		62,7
1	00	1,510	59,2	58,9		48,7
1	15	1,300	51,0	50,4		36,9
1	30	1,120	43,9	43,5		27,5
1	45	1,001	39,2	38,8		20,3
2	00	0,910	35,7	35,3		14,8
2	15	0,825	32,3	32,0		10,7
2	30	0,768	30,1	29,8		7,7
2	45	0,708	27,7	27,5		5,4
3	00	0,672	26,3	26,1		3,9
3	15	0,668	26,2	25,9		2,8
3	30	0,660	25,9	25,6		2,1
3	45	0,635	24,9	24,6		1,5
4	00	0,599	23,5	23,3		1,0
4	15	0,580	22,7	22,5		
4	30	0,570	22,3	22,1		

Versuchsreihe 14 (8).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,319	92,3	89,0		92,3
0	30	0,280	80,9	78,0		78,0
0	45	0,242	69,9	67,5		62,7
1	00	0,188	54,3	52,5		48,7
1	15	0,157	45,4	43,8		36,9
1	30	0,140	40,5	39,1		27,5
1	45	0,123	35,5	34,1		20,3
2	00	0,114	32,9	31,8		14,8
2	15	0,107	30,9	29,9		10,7
2	30	0,102	29,5	28,5		7,7
2	45	0,099	28,9	27,9		5,4
3	00	0,0953	27,5	26,5		3,9
3	15	0,095	27,5	26,5		2,8
3	30	0,094	27,2	26,2		2,1
3	45	0,0939	27,2	26,2		1,5
4	00	0,0938	27,1	26,1		1,0

Versuchsreihe 15 (3).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,561	92,3	88,5		92,3
0	30	0,495	81,4	78,0		78,0

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	45	0,420	69,1	66,4		62,7
1	00	0,325	53,5	51,4		48,7
1	15	0,260	42,8	41,1		36,9
1	30	0,201	33,1	31,8		27,5
1	45	0,155	25,5	24,5		20,3
2	00	0,130	21,4	20,5		14,8
2	15	0,110	18,1	17,4		10,7
2	30	0,091	15,0	14,4		7,7

Versuchsreihe 15 (8).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,668	92,3	89,8		92,3
0	30	0,580	80,2	78,0		78,0
0	45	0,460	63,6	61,9		62,7
1	00	0,380	52,5	51,1		48,7
1	15	0,310	42,8	41,7		36.9

Versuchsreihe 16 (3).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,405	92,3	108,1		92,3
0	30	0,292	66,5	78,0		78,0
0	45	0,207	47,0	55,3		62,7
1	00	0,155	35,3	41,2		48,7
1	15	0,124	28,3	33,1		36,9
1	30	0,092	21,0	24,6		27,5

Versuchsreihe 16 (8).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,258	92,3	103,2		92,3
0	30	0,195	70,0	78,0		78,0
0	45	0,153	54,9	61,2		62,7
1	00	0,119	42,7	47,6		48,7
1	15	0,088	31,6	35,2		36,9
1	30	0,055	19,7	22,0		27,5

Versuchsreihe 17 (3).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,064	92,3	92,4		92,3
0	30	0,054	77,9	78,0		78,0
0	45	0,040	57,8	57,9		62,7
1	00	0,029	42,5	42,6		48,7
1	15	0,022	31,7	31,8		36,9
1	30	0,019	27,4	27,4		27,5

Versuchsreihe 17 (8).

h.	min.				R.-I.	n. Curie.
0	15	0,057	92,3	85,5		92,3
0	30	0,052	84,2	78,0		78,0
0	45	0,0435	70,4	65,3		62,7
1	00	0,0335	54,2	50,3		48,7
1	15	0,0250	40,5	37,5		36,9
1	30	0,0195	31,6	29,3		27,5

Aus den Tabellen geht mit Sicherheit hervor, daß das Abklingen der atmosphärischen, radioaktiven Induktionen mit verschwindenden Ausnahmen langsamer erfolgt als das Abklingen der reinen Radiuminduktionen. Dieses Verhalten der atmosphärischen Induktionen ist deutlich erkennbar schon bei allen Versuchsreihen mit zweistündiger Expositionszeit, tritt aber ganz besonders stark auf bei den Versuchsreihen 11, 12 und 14, bei denen mit zwölfstündiger Expositionszeit gearbeitet wurde. Dieser Befund kann erklärt werden durch die Annahme, daß neben den Radiuminduktionen in der Atmosphäre noch Induktionen von größerer Lebensdauer vorkommen. Diese müssen gerade bei Expositionszeiten besonders angereichert werden (gegenüber den Radiuminduktionen), die von der Größenordnung ihrer mittleren Lebensdauer sind. Die Untersuchung des zeitlichen Verlaufes der bei zwölfstündiger Expositionszeit erhaltenen Induktionen geschah folgendermaßen: Es wurden die Logarithmen der Intensität der Aktivität (1000 Skt/sec.) als Funktion der Zeit nach dem Ende der Exposition zu Tabellen verarbeitet (vergl. Tabelle Seite 47—49) und in Koordinatenpapier graphisch dargestellt (vergl. Diagramm Nr. 7, 8, 9). Durch die so erhaltenen Punkte wurde mittels rechnerischer Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Gerade gelegt. Aus der Neigung dieser Geraden gegen die Abszissenachse erhält man in bekannter Weise die Abklingungskonstante der untersuchten radioaktiven Substanz (falls es sich um eine einheitliche Substanz handelt). Da die Radiuminduktionen schon wenige Stunden nach dem Ende der Exposition merklich verschwunden sind, hat man es für die folgende Zeit im wesentlichen mit Induktionen von größerer Lebensdauer zu tun. Es wurden daher für die Bestimmung der Zeitkonstanten der langsamer abklingenden Induktionen nur die mindestens zwei Stunden nach dem Ende der Exposition tgemessenen Werte des Sättigungsstromes benutzt. Die Logarithmen der Intensitä ließen sich durch folgende Gleichungen darstellen:

$$\text{Versuchsreihe } 11 \quad \text{Int. } 3 - \log i = \frac{t - 98{,}59}{35{,}28}$$

$$\text{„ } 11 \text{ „ } 8 - \log i = \frac{t - 72{,}31}{30{,}10}$$

$$\text{„ } 12 \text{ „ } 3 - \log i = \frac{t - 109{,}82}{38{,}73}$$

Versuchsreihe 12 Int. $8 - \log i = \frac{t - 94{,}33}{31{,}71}$

„ 14 „ $3 - \log i = \frac{t - 102{,}36}{35{,}57}$

wobei i den Sättigungsstrom in 1000 Sekt/sec., t die Zeit in Stunden nach dem Ende der Exposition bezeichnet. Daraus ergeben sich für die Halbwertzeichen der vorliegenden radioaktiven Induktionen die Zahlen: 10,62, 9,06, 11,66, 9,84 und 10,71 Stunden. Diese Halbwertzeiten fallen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler zusammen mit der Halbwertzeit, welche von Rutherford für die Thorinduktionen gefunden wurde.

Versuchsreihe 11 (3).

h.	min.	sec.	Skt/sec.	Log. (1000 Skt/sec.)
2	39	59	0,568	2,754
2	58	04	0,516	2,712
3	17	51	0,488	2,689
3	38	41	0,454	2,657
3	56	58	0,442	2,645
4	17	00	0,454	2,657
4	38	01	0,431	2,634
4	57	44	0,388	2,589
5	20	52	0,406	2,609
5	40	31	0,384	2,584
16	35	07	0,194	2,288
17	26	28	0,186	2,270
20	53	35	0,150	2,176

Versuchsreihe 11 (8).

h.	min.	sec.	Skt/sec.	Log. (1000 Skt/sec.)
2	39	32	0,304	2,483
2	57	56	0,252	2,401
3	17	39	0,233	2,367
3	38	17	0,220	2,342
3	56	28	0,224	2,350
4	16	37	0,215	2,332
4	37	35	0,210	2,322
4	56	53	0,205	2,312
5	20	09	0,212	2,326
5	39	52	0,188	2,274
16	36	04	0,080	1,903
17	24	39	0,089	1,950
20	53	08	0,060	1,778

Versuchsreihe 12 (3).

h.	min.	sec.	Skt/sec.	Log. (1000 Skt/sec.)
2	06	28	0,765	2,884
2	17	08	0,736	2,867
2	28	14	0,651	2,814
2	40	09	0,642	2,808
2	53	36	0,606	2,782
3	07	55	0,580	2,763
4	25	04	0,526	2,721
4	38	54	0,494	2,694
4	53	29	0,493	2,693
5	08	20	0,500	2,699
5	22	43	0,489	2,689
5	40	28	0,487	2,688
16	22	20	0,256	2,408
16	59	45	0,231	2,364
19	05	39	0,197	2,294
19	35	08	0,194	2,288
20	05	58	0,181	2,258
20	36	53	0,181	2,258
21	10	16	0,176	2,246
21	42	52	0,167	2,223

Versuchsreihe 12 (8).

h.	min.	sec.	Skt/sec.	Log. (1000 Skt/sec.)
2	05	50	0,853	2,931
2	16	44	0,790	2,898
2	27	41	0,743	2,871
2	39	40	0,745	2,872
2	53	02	0,710	2,851
3	07	17	0,652	2,814
4	24	22	0,606	2,782
4	38	13	0,624	2,795
4	52	49	0,602	2,780
5	07	45	0,527	2,722
5	22	09	0,551	2,741
5	39	47	0,544	2,736
16	21	08	0,281	2,449
16	58	49	0,296	2,471
19	04	19	0,231	2,364
19	34	14	0,214	2,330
20	04	22	0,201	2,303
20	36	05	0,185	2,267
21	09	07	0,183	2,262
21	42	23	0,182	2,260

Versuchsreihe 14 (3).

h.	min.	sec.	Skt/sec.	Log. (1000 Skt/sec.)
2	16	38	0,818	2,913
2	46	49	0,689	2,838
3	15	40	0,661	2,820
3	43	25	0,624	2,795
4	08	46	0,579	2,763
4	22	51	0,572	2,757
4	36	19	0,556	2,745
16	17	07	0,284	2,453
16	35	22	0,258	2,412
22	14	19	0,180	2,255
22	38	53	0,182	2,260
40	05	24	0,067	1,826

Von der Verwendung kleinerer als zweistündiger Expositionszeiten mußte Abstand genommen werden, da die erhaltenen Aktivitäten insbesondere zur Untersuchung etwa vorhandener schnell abklingender Induktionen nicht ausreichten. Auch auf die Ausdehnung der Expositionszeiten auf mehr als zwölf Stunden verzichtete ich, weil es nicht möglich war, den großen Aspirator wegen des mit seinem Betriebe verbundenen ruhestörenden Geräusches während der Nachtstunden arbeiten zu lassen. Auch hatte ich mich durch Vorversuche[1]) überzeugt, daß mit 14tägiger Expositionszeit anscheinend keine radioaktiven Induktionen zu erhalten sind, deren mittlere Lebensdauer wesentlich von derjenigen der Thorinduktionen abweicht.

---

1) Im Herbst 1905 exponierte ich im Freien auf dem Gelände des Geophys. Instituts einen 20 m langen, 0,5 mm dicken Kupferdraht, der mittels einer Influenzmaschine mit Elektromotorantrieb und einer zur Konstanterhaltung der Spannung zwischen die Elektroden der Maschine geschalteten Geißlerröhre besonderer Konstruktion während der Dauer von 14 Tagen auf —6000 Volt gehalten wurde. Der Draht wurde mittels des Elektrometers untersucht, welches ich in der Phys. Zs. **6**, 433—436, 1905 beschrieben habe. In dem Diagramm No. 10 sind die Logarithmen des gemessenen Sättigungsstromes in willkürlichem Maß als Funktion der Zeit dargestellt. Durch die so erhaltenen Punkte wurden stückweise für die Zeiten 0—2 h, 2—5 h, 5—10 h, 10—33 h, 33—80 h nach dem Ende der Exposition mittels rechnerischer Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate Gerade gelegt, aus deren Neigung gegen die Abszissenachse sich die folgenden Halbwertzeiten ergaben:

Für	die	Zeit	von	0— 2 h	n.	d.	Ende	der	Exposition	1,72 h
„	„	„	„	2— 5 h	„	„	„	„	„	7,32 h
„	„	„	„	5—10 h	„	„	„	„	„	11,37 h
„	„	„	„	10—33 h	„	„	„	„	„	9,71 h
„	„	„	„	33—80 h	„	„	„	„	„	9,99 h

Diese Zahlen zeigen, daß bei 14tägiger Exposition neben den Radiuminduktionen und den vielleicht vorhandenen aber bei dem angewandten Verfahren nicht nachweisbaren schneller abklingenden Induktionen von langsamer abklingenden Induktionen anscheinend nur Thorinduktionen aus der Atmosphäre zu erhalten sind.

Die bisher mitgeteilten Resultate der Untersuchung des zeitlichen Verlaufes der Aktivität bezogen sich auf die positiv geladenen Träger der Induktionen, zahlreiche Versuche, mit positiver Ladung der inneren Elektrode eine zur Aufnahme des zeitlichen Verlaufes der Aktivität der negativ geladenen Träger hinreichende Anfangsaktivität zu erzielen, mißlangen leider; was man aus den Resultaten der Versuchsreihen 10, 13, 25, 26, bei welchen eine merkliche Aktivierung erzielt wurde, schließen kann, ist das Vorhandensein einer verhältnismäßig geringen Zahl von negativen Trägern, deren Lebensdauer von der Größenordnung der Lebensdauer der Radiuminduktionen zu sein scheint, da die anfänglich vorhandenen geringen Aktivitäten meist schon eine Stunde nach dem Ende der Exposition unmeßbar klein geworden waren.

Zur Ermittelung der spezifischen Zahlen der Träger als Funktion der spezifischen Geschwindigkeit wurden die Versuchsreihen in drei Gruppen geteilt welche gesondert verarbeitet wurden. Zur ersten Gruppe gehören die Versuchsreihen 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 15, 16, 17, bei welchen mit zweistündiger Expositionszeit Aktivitäten erhalten wurden, deren Größe zur exakten Bestimmung der Intensitätsverteilung über die Elektrode ausreichte; zur zweiten Gruppe gehören die Versuchsreihen 11, 12 und 14, bei denen mit zwölfstündiger Expositionszeit neben den Radiuminduktionen ein erheblicher Anteil an Thorinduktionen erhalten wurde, zur dritten Gruppe gehören die Versuchsreihen 1, 10, 13, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, bei welchen so kleine Aktivitäten erhalten wurden, daß auf eine exakte Ermittelung der Intensitätsverteilung verzichtet werden mußte.

Die Resultate der meisten Versuchsreihen der ersten Gruppe wurden graphisch dargestellt und es wurden die Intensitätsverhältnisse der gemessenen Intervalle (vergl. oben Seite 7 und 8) durch graphische Interpolation mit Benutzung der Vergleichsintervalle ermittelt. Wenn für ein Intervall mehrere Messungen vorlagen, so wurden sie zu Mittelwerten vereinigt unter Beilegung gleichen Gewichts für jede Messung. Die so erhaltenen Intensitätsverhältnisse der Intervalle wurden umgerechnet auf Prozente des ersten Intervalles. Man erhält so unter der Voraussetzuug, daß der zeitliche Verlauf der Aktivität auf allen Intervallen während der Dauer der Messung merklich der gleiche war, in den Prozentualwerten ein Bild der gleichzeitig auf den verschiedenen Intervallen vorhandenen Intensität der Aktivierung. Diese Voraussetzung dürfte bei den Versuchsreihen der ersten Gruppe, bei welchen, wie die Untersuchung des zeitlichen Verlaufes der Aktivität gezeigt hat, neben den Radiuminduktionen im allgemeinen nur geringe Spuren von Thorinduktionen auf der Elektrode niedergeschlagen waren, merklich erfüllt sein.

Bei den Versuchsreihen der zweiten Gruppe mußte dagegen die gleichzeitige Anwesenheit von Radium- und Thorinduktionen berücksichtigt werden. So wurden bei der Versuchsreihe 11 zunächst diejenigen Messungen zur Berechnung der Intensitätsverteilung zusammengefaßt, welche in der Zeit bis 2 h 49 min nach dem Ende der Exposition vorgenommen waren, in gleicher Weise wurden die zwischen 2 h 49 min und die nach 4 h 07 min erhaltenen Messungen zu-

sammengefaßt. Bei der Versuchsreihe 12 wurden getrennt verarbeitet die bis 2 h 10 min, die zwischen 2 h 10 min und 4 h 30 min, die zwischen 4 h 30 min und 16 h 20 min und die nach 16 h 20 min erhaltenen Messungen. Bei der Versuchsreihe 14 wurden zusammengefaßt die bis 2 h 25 min, die zwischen 2 h 25 min und 4 h 10 min, die zwischen 4 h 10 min und 16 h, die zwischen 16 h und 22 h und die nach 22 h erhaltenen Werte.

Die so erhaltenen Intensitätsverteilungen sind in den folgenden Tabellen und in den Diagrammen No. 11—21 zusammengestellt.

Versuchsreihe	2.	3.	4.	5.	6.
1.	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
2.	106,5	92,5	92,3	91,4	96,2
3.	104,6	94,7	90,2	94,5	95,2
4.	106,7	94,6	90,6	93,6	93,2
5.	107,0	89,0	90,0	95,5	79,2
6.	104,1	88,9	76,4	86,6 –	67,5
7.	109,7	93,5	88,9	78,7	61,5
8.	111,6	92,7	81,6	77,7	53,6
9.	93,8	88,4	91,2	74,9	42,6
10.	85,7	78,8	81,1	67,4	38,1
11.	87,1	72,2	78,4	64,2	34,6

Versuchsreihe	7.	8.	9.		11.	
1.	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
2.	91,6	80,4	74,5	85,0	93,7	93,2 –
3.	81,7	52,1	35,1	81,5	86,9	86,4
4.	85,2	25,5	15,8	82,7	90,9	83,6 –
5.	79,5	14,5	11,9	69,7	78,7	80,9
6.	57,8	8,2	6,3	57,0	60,9	62,3 –
7.	44,7	6,2	5,6	48,3	49,1	43,6
8.	31,4	4,2	4,2	36,0	37,7 –	29,9
9.	27,4	2,9	3,5	26,4	26,4	24,3 –
10.	19,2	2,5	3,1	19,7	22,9	18,6 –
11.	18,5	2,4	2,7	15,1	17,5	15,9

	Versuchsreihe 12.				Versuchsreihe 14.				
1.	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
2.	85,2	88,0	90,5	88,8	69,5	67,1	63,3	66,1	69,9
3.	91,0	90,7	90,1	91,6	16,7	14,5	15,1	15,0	17,5
4.	89,7	95,9	95,6	87,2	4,0	3,9	4,4	3,7	
5.	93,6	91,3	92,9	97,0	2,3	2,5			
6.	84,1	81,8	83,3	82,0	1,7				
7.	88,6	94,1	89,6	94,1	2,3	1,3			

	Versuchsreihe 12.				Versuchsreihe 14.	
8.	87,1	89,3	88,4	85,9	1,4	
9.	77,7	84,1	83,7	80,6	2,0	1,3
10.	77,9	80,8	72,1	75,3	1,7	1,1
11.	75,1	77,6	65,0	70,3	1,8	1,1

	Versuchsreihe 15.	16.	17.
1.	100,0	100,0	100,0
2.	106,4	34,4	37,0
3.	97,2	26,8	27,8
4.	101,9	21,0	
5.	97,7	21,1	24,9
6.	85,5	19,2	
7.	110,3	16,3	24,6
8.	109,4	15,3	22,6
9.	102,9	13,6	18,7
10.	102,7	12,4	
11.	110,0	13,9	23,0

In den Diagrammen sind als Abszissen von links nach rechts die Intervalle aufgetragen (1 cm entspricht 25 cm Länge auf der Elektrode) als Ordinaten die Intensität der Aktivierung in Prozenten des Intervalles 1. Auf den Diagrammen ist die absolute Intensität dieses Intervalles zur Zeit 15 min nach dem Ende der Exposition in elektrostatischen Einheiten vermerkt. Bei den Versuchsreihen 11, 12 und 14 sind die zu besonderen Messungen zusammengefaßten Messungen auch getrennt graphisch dargestellt.

Die Diagramme zeigen im allgemeinen eine monotone Abnahme der Intensität der Aktivierung mit steigender Nummer des Intervalles, nur in Ausnahmefällen findet eine Zunahme statt. Diese unregelmäßigen Zunahmen sind vermutlich auf drei Ursachen zurückzuführen. Zunächst sind kleine Änderungen der auf den verschiedenen Intervallen niedergeschlagenen Aktivitäten durch Berührung mit den Händen beim Herausnehmen, Zerschneiden und Auswechseln der Papierrohre wahrscheinlich. Eine andere interessante Fehlerquelle ist vermutlich eine mehrfach beobachtete Unregelmäßigkeit in dem zeitlichen Verlauf der Aktivität während der ersten 20 min nach dem Ende der Exposition. Bei wiederholten Messungen des gleichen Intervalles während dieser Zeit fand mehrfach nach vorangegangener Abnahme ein plötzliches unregelmäßiges Ansteigen der Aktivität statt, das im Zusammenhange zu stehen schien mit geringfügigen Erschütterungen des untersuchten Papierrohres. Die Unregelmäßigkeiten im zeitlichen Verlauf der Aktivität wurden vielleicht verursacht durch besondere physikalische Eigenschaften eines der ersten Umwandlungsprodukte der Radiumemanation, die das feste Anhaften dieser Substanz an der induzierten Oberfläche

erschweren. Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß diese Fehlerquelle zu großen Abweichungen bei der Intensitätsvergleichung von zwei Intervallen führen muß, die innerhalb der ersten 20 min nach dem Ende der Exposition untersucht wurden. Wegen der geringen Größe der im allgemeinen zur Verfügung stehenden Aktivitäten war es nicht angängig, auf die Messungen während der ersten 20 min überhaupt zu verzichten. Andererseits erwies es sich auch als unmöglich, die Erschütterungen, welche die Ursache dieser Unregelmäßigkeiten zu sein scheinen, vollständig zu vermeiden, da schon sehr geringe Erschütterungen, wie z. B. das Auflegen des Deckels auf das Untersuchungsgefäß und das Ziehen des Erdschlüssels merklich wirksam zu sein scheinen.

Eine dritte Ursache für die Abweichung von dem Gesetz der monotonen Abnahme ist in der Konfiguration des elektrischen Feldes in der Nachbarschaft des Trägers der inneren Elektrode des zur Exposition benutzten Zylinderkondensators zu suchen. Dieser Träger endigte innerhalb des Intervalles 6 der inneren Elektrode; da er, um hinreichende Festigkeit zu erzielen verhältnismäßig stark dimensioniert werden mußte, war es nicht zu vermeiden, daß ein verhältnismäßig großer Bruchteil der elektrischen Kraftlinien, welcher bei Abwesenheit des Trägers auf dem Intervall 6 geendigt hätte, nunmehr auf der Oberfläche des Trägers endigte. Es mußten also infolge der Störung des elektrischen Feldes durch den Träger auf dem Intervall 6 und vielleicht auch auf den benachbarten Intervallen in geringem Maße zu niedrige Aktivitäten niedergeschlagen werden. In einer Reihe von Diagrammen tritt deutlich der unregelmäßige Verlauf der Aktivität in der Nachbarschaft des Intervalles 6 in Erscheinung. Die Störung durch den Träger der inneren Elektrode hatte ich wohl erwartet, wollte aber, nachdem sie erst nach Durchführung mehrerer Versuchsreihen in ihrem ganzen Umfange wider Erwarten stark bemerkbar wurde, keine Änderung der Versuchsanordnung vornehmen, um nicht die Vergleichbarkeit der einzelnen Versuchsreihen zu beeinträchtigen. Bei einer Fortführung dieser Untersuchungen dürfte es sich empfehlen, die innere Elektrode so stark zu wählen, daß sie sich selbst ohne merkliche Durchbiegung frei trägt und die Zuleitung der Spannung zur inneren Elektrode am hinteren Ende mittels zunächst ein Stück weit axial geführten Drahtes zu bewerkstelligen. Natürlich wird auch an den Enden der Elektrode eine Störung des elektrischen Feldes in dem Sinne stattfinden, daß auf den Endintervallen verhältnismäßig mehr Kraftlinien endigen, als auf den übrigen Intervallen. Diese Störung des Feldes wird noch vermehrt durch die mit der geerdeten äußeren Elektrode verbundenen Stützdrähte, welche die Enden der inneren Elektrode tragen. Diese Störungen des Feldes in der Nähe der Enden der Elektrode dürften Anlaß geben zu einer kleinen nicht durch die Verteilung der spezifischen Geschwindigkeit der Träger bewirkten Abnahme der Intensität der Aktivierung von dem Intervall 1 zu dem Intervall 2. Die Größe der durch diese Störung hervorgerufenen Fehler läßt sich, außer durch direkte Ausmessung des Feldes am leichtesten ermitteln durch Versuchsreihen, bei welchen die Bedingungen

(Luftgeschwindigkeit und Potentialdifferenz zwischen den Elektroden) so gewählt sind, daß auch für die Träger von größter spezifischer Geschwindigkeit der Aktivitätsabfall auf die mittleren und hinteren Intervalle der Elektrode fällt (vergl. Versuchsreihe 15). Ob der auf den ersten Intervallen liegende Intensitätsabfall tatsächlich nur von der Störung des Feldes und nicht von dem Vorhandensein sehr leicht beweglicher Träger herrührt, läßt sich leicht durch Variieren der Versuchsbedingungen entscheiden, denn es muß bei Zunahme der Luftgeschwindigkeit und Abnahme der Spannung das Intensitätsverhältnis der vorderen Intervalle konstant bleiben, falls die Intensitätsabnahme nur durch die Störung des Feldes verursacht ist. Den durch diese Störung verursachten Fehler schätze ich nach meinen Messungen auf höchstens 5 % in dem Intensitätsverhältnis der Intervalle 1 und 2. Demnach würde einem Intensitätsabfall von Intervall 1 auf Intervall 2 um nur 5 % keine Bedeutung für die Verteilung der spezifischen Geschwindigkeiten zukommen.

Die Diagramme lassen einen systematischen Anstieg der Aktivität mit der Nummer des Intervalles nicht erkennen; der Anteil an der Flächendichte der Aktivierung, welcher von den in dem Rohre des Zylinderkondensators entstandenen Trägern herrührt, ist demnach klein gegen den Anteil an der Flächendichte der Aktivierung, der von den in der Luft vorhandenen Trägern herrührt und wird bei den folgenden Messungen offenbar durch die Beobachtungsfehler verdeckt. Es wurde daher bei der weiteren Bearbeitung des Materials die Flächendichte η'' neben der Flächendichte η' vernachlässigt. Für die weitere Bearbeitung wurden alle Intervalle, welche kleinere Intensitäten der Aktivierung zeigten als das folgende Intervall durch Mittelnehmen ausgeglichen. Dieses Ausgleichungsverfahren ändert zwar nichts an der Gesamtintensität der Aktivierung, wie sie durch den Inhalt der von dem Linienzug der Diagramme umschlossenen Eläche dargestellt wird, bringt aber einen willkürlichen Fehler in die Ermittelung der spezifischen Zahlen der Träger als Funktion der spezifischen Geschwindigkeit hinein. Es wurden daher stets in der weiteren Bearbeitung diejenigen Zahlen, welche infolge dieses Ausgleichsverfahrens mit einem willkürlichen Fehler behaftet sind, besonders als unsicher bezeichnet.

Die Resultate der weiteren Bearbeitung des Materials sind in den im Anhang Seite 68—74 folgenden Tabellen und in den Diagrammen No. 22—38 enthalten. In der mittleren Kolonne sind die aus den Versuchsbedingungen berechneten spezifischen Geschwindigkeiten der Träger in cm/sec/Volt/cm eingetragen, welche der Reihe nach den Enden der Intervalle 1, 2, 3 u. s. w. entsprachen. In der davorstehenden Kolonne ist die von Intervall zu Intervall erfolgende Abnahme der spezifischen Zahlen der Träger (des Flächeninhalts gemessen in % No. des Intervalles) eingetragen. Es bedeutet also z. B. bei Versuchsreihe 6, Seite 68 die Zahl 3,8 in der ersten Kolonne, daß eine Anzahl Träger proportional 3,8 eine spezifische Geschwindigkeit hatte, die oberhalb 7,45 cm/sec/Volt/cm lag, eine Anzahl Träger proportional 2,0 hatte spezifische Geschwindigkeiten, die zwischen 7,45 und 3,67 cm/sec/Volt/cm lagen u. s. w.

In der dritten Kolonne der Tabellen ist die auf die Einheit der spezifischen Geschwindigkeit entfallende spezifische Zahl der Träger berechnet, als Mittelwert für das Intervall zwischen den in der zweiten Kolonne angegebenen Grenzen der spezifischen Geschwindigkeit. Die Zahlen der beiden letzten Kolonnen sind in den Diagrammen No. 22—38 graphisch dargestellt. Als Abszissen enthalten die Diagramme die spezifischen Geschwindigkeiten in dem angegebenen Maße, als Ordinaten die auf die Einheit der spezifischen Geschwindigkeit entfallenden spezifischen Zahlen der Träger in willkürlichem Maß. Die Diagramme zeigen einen verhältnismäßig unregelmäßigen Verlauf der spezifischen Zahlen der Träger als Funktion der spezifischen Geschwindigkeit, der aber wohl verständlich wird wenn man bedenkt, wie leicht bei der Berechnung der spezifischen Zahlen, die auf die verschiedenen spezifischen Geschwindigkeiten entfallen, durch die Differenzbildung kleine Fehler in der Messung der ursprünglichen Prozentualwerte sich summieren müssen. Berücksichtigt man die Fehlerquellen, die aus der Berechnungsweise notwendig sich ergeben, so wird man überrascht sein, in den Diagrammen noch eine Reihe von in guter Übereinstimmnng befindlichen Tatsachen zum Ausdruck gebracht zu sehen.

Gehen wir von großen spezifischen Geschwindigkeiten zu kleineren, so treten merkliche spezifische Zahlen der Träger schon bei den spezifischen Geschwindigkeiten von etwa 2,25—2,5 cm/sec/Volt/cm auf. In Ausnahmefällen zeigen die Diagramme schon bei größeren spezifischen Geschwindigkeiten das Vorhandensein von Trägern an, doch bin ich geneigt, diese vereinzelt auftretenden Werte als durch den Verlauf des Feldes an dem vorderen Ende der Elektrode vorgetäuscht zu halten. Die Zahl der auf die Einheit der spezifischen Geschwindigkeit entfallenden Träger nimmt dann mit abnehmender spezifischer Geschwindigkeit rasch zu und strebt einem ersten Maximum zu, dessen Lage von Versuch zu Versuch zu variieren scheint. Es liegt zwischen etwa 0,5 und 1,75 cm/sec/Volt/cm und wurde mehrmals bei 0,75—1 cm/sec/Volt/cm angetroffen. Die spezifischen Zahlen der Träger der positiv geladenen Radiuminduktionen zeigen sehr nahe die gleiche Verteilung auf die spezifischen Geschwindigkeiten, wie die positiv geladenen Träger der Thorinduktionen. Bei den Thorinduktionen scheinen die Zahlen der Träger mit großen spezifischen Geschwindigkeiten (1,75—25 cm/sec/Volt/cm) etwas seltener zu sein, als bei Radiuminduktionen. Die Lage des Maximums der spezifischen Zahlen ist kaum merklich verschieden gegen die bei den Trägern der Radiuminduktionen beobachtete. Bei den Trägern der Radiuminduktionen scheinen noch andere Maxima der spezifischen Zahlen bei kleineren spezifischen Geschwindigkeiten vorzukommen in der Nähe von 0,25 cm/sec und 0,025 cm/sec.

Bei den Versuchsreihen der dritten Gruppe (1, 10, 13, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27) war die erzielte Aktivierung nicht groß genug, um das bisher durchgeführte Bearbeitungsverfahren beibehalten zu können. Versuchsreihe 1, bei welcher in dem großen Zylinderkondensator mit der Potentialdifferenz 0 gearbeitet wurde, diente nur als Kontrollversuch und wurde nicht weiter ver-

arbeitet. Bei den übrigen Versuchsreihen der dritten Gruppe konnte in den meisten Fällen das Intensitätsverhältnis der verschiedenen Intervalle nicht mehr durch Interpolation zwischen nacheinander gemessenen Vergleichsintervallen ermittelt werden; es mußte vielmehr die Reduktion auf gleiche Zeit auf Grund der Curieschen Werte für das Abklingen der Aktivität der Radiuminduktionen durchgeführt werden. Die Fehler, welche durch dieses Verfahren in die Berechnung hineinkommen, weil nicht der tatsächliche zeitliche Verlauf der Aktivität (Superposition von Radiuminduktionen und Thorinduktionen) sondern die allein für Radiuminduktionen geltenden Abklingungskurven benutzt wurden, kommen bei diesen Versuchsreihen nicht in Betracht gegenüber den Beobachtungsfehlern, welche in Anbetracht der äußerst geringen absoluten Werte der zu messenden Aktivitäten sehr groß sind. Es mußten mehrfach noch Aktivitäten gemessen werden, wenn der von ihnen erzeugte Sättigungsstrom nur noch 5 % des Reststromes betrug. So kommen einerseits Fehler in der Bestimmung des Reststromes, andererseits die geringsten Schwankungen in dem Isolationswiderstande der bei dem Apparat verwendeten Isolatoren störend zur Geltung; letztere sind fast unvermeidlich, wenn man die bei hoher relativer Feuchtigkeit der Luft exponierten Papierrohre kurze Zeit nach der Exposition in das Untersuchungsgefäß einführen muß. Isolationsfehler sind vermutlich die Ursache der in den Resultaten mehrmals auftretenden negativen Sättigungsströme, bei welchen das negative Vorzeichen nichts anderes besagt, als daß der gemessene Sättigungsstrom kleiner war, als das Mittel aus den Bestimmungen des Reststromes, die vor und nach der Untersuchung der exponierten Papierrohre vorgenommen wurden. In der Tat muß eine während der Messung auftretende Verschlechterung der Isolation in dem Sinne wirken, daß die Aufladungsgeschwindigkeit, die mittels des Elektrometers beobachtet wurde, verringert wird. Da nun der Reststrom stets mit Papierüberzügen gemessen wurde, die lange Zeit in trockener Zimmerluft gelagert hatten, ist es ersichtlich, daß der so gemessene Reststrom zeitweise um einige Prozent größer gefunden werden konnte, als der mit feuchten Rohren beobachtete Sättigungsstrom. Die Schwierigkeiten, welche sich der Messung sehr kleiner Aktivitäten entgegenstellen, sobald man gezwungen ist, Vergleichsmessungen an schnell verschwindenden Substanzen auszuführen, lassen es fast aussichtslos erscheinen, die schwer beweglichen Träger der atmosphärischen radioaktiven Induktionen — wenigstens mit den gewöhnlich aufwendbaren Mitteln — exakt zu untersuchen. Wollte man hier größere Genauigkeit erzielen, so würde es sich meines Erachtens empfehlen, eine größere Anzahl von Zylinderkondensatoren etwa in den Dimensionen des von mir benutzten kleineren Zylinderkondensators gleichzeitig zu betreiben; man würde dann die entsprechenden Intervalle aus allen benutzten Zylinderkondensatoren gemeinsam untersuchen und so durch Summation höhere Anfangsaktivitäten erzielen, als es bei meiner Anordnung möglich war, bei welcher die zulässige obere Grenze für die zur Aktivierung benutzte Potentialdifferenz zwischen den Elektroden bereits erreicht war. Die erwähnten Schwierigkeiten bei der Messung kleinerer Aktivitäten

ließen es auch undurchführbar erscheinen, die in zwei verschiedenen Apparaten gemessenen Intervalle auf Grund des bei starken Aktivitäten ermittelten Empfindlichlichkeitsverhältnisses der beiden Apparate zu vergleichen, da notwendig dieses Empfindlichkeitsverhältnis beim Auftreten eines Isolationsfehlers in einem der beiden Apparate für kleine Aktivitäten ganz abweichende Werte annehmen muß. Es wurde daher bei der Mehrzahl der Versuchsreihen der dritten Gruppe die Reduktion der an Apparat 2 gemessenen Intervalle auf den Skalenwert des Apparates 1 unterlassen und nur in denjenigen Fällen bei einigen Versuchsreihen durchgeführt, bei welchen es gelang, das Empfindlichkeitsverhältnis für kleinere Aktivitäten zu bestimmen. In den im Anhang Seite 72—73 folgenden Tabellen sind daher die Intensitätsverteilungen so zur Darstellung gebracht, daß in den meisten Fällen nur das Intensitätsverhältnis der in dem gleichen Apparate gemessenen Intervalle in Prozenten des vordersten Intervalles berechnet wurde. Obgleich eine Bearbeitung nach der quantitativen Seite bei den Versuchsreihen der dritten Gruppe nicht in gleicher Weise möglich ist, wie bei den Versuchsreihen der ersten und zweiten Gruppe, so lassen sich doch aus ihnen eine Reihe von Schlüssen auf das Vorkommen von Trägern mit sehr kleinen spezifischen Geschwindigkeiten unter den radioaktiven Induktionen in der Atmosphäre ziehen. Betrachten wir zunächst diejenigen Versuchsreihen, bei welchen mit negativer Ladung der inneren Elektrode gearbeitet wurde, (18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 27), so zeigt sich eine Abnahme der Intensität bei der Versuchsreihe 18, die durchaus ähnlichen Verlauf hat, wie die bei der Versuchsreihe 17 ausführlicher quantitativ behandelte Intensitätsverteilung. Mit den Versuchsreihen 19 und 20 wurde das Gebiet der untersuchten spezifischen Geschwindigkeiten bis herunter zu etwa 0,000025 cm/sec/Volt/cm ausgedehnt. Die Resultate der beiden Versuchsreihen stimmen in der Intensitätsverteilung, die auf den ersten 5 Intervallen gefunden wurde, sehr nahe überein. Abweichungen zeigen sich erst auf den Intervallen der zweiten Hälfte der Elektrode. Mit Sicherheit wird man danach nur schließen können, daß noch Träger von einer spezifischen Geschwindigkeit bis zu 0,000075 cm/sec/Volt/cm vorhanden sind. Die Versuchsreihen 21, 22, 23, 24 wurden unter sehr nahe gleichen Versuchsbedingungen angestellt, um den der genannten spezifischen Geschwindigkeit entsprechenden Intensitätsabfall genauer zu untersuchen. Übereinstimmend zeigen diese Versuchsreihen einen starken Intensitätsabfall auf den ersten 5 Intervallen, entsprechend den spezifischen Geschwindigkeiten zwischen etwa 0,000075 und 0,0002 cm/sec/Volt/cm. Über das Vorkommen von noch geringeren spezifischen Geschwindigkeiten läßt sich wegen der außerordentlich geringen Größe der erzielten Aktivierung kein sicherer Schluß ziehen. Aus den Resultaten der Versuchsreihe 27 (mit 8 stündiger Expositionszeit) lassen sich leider keine sicheren Schlüsse ziehen.

Alle bisher behandelten Versuchsreihen bezogen sich auf die Untersuchung der positiv geladenen Träger der radioaktiven Induktionen. Wie die Versuchsreihen 10 und 13 zeigen, kommen starke Intensitätsabfälle bei den negativ ge-

ladenen Trägern noch in der Nähe der Intervalle 7 und 8 vor, entsprechend spezifischen Geschwindigkeiten von etwa 1 bezw. 0,25 cm/sec/Volt/cm. Aus den Versuchsreihen 25 und 26 scheint hervorzugehen, daß negativ geladene Träger ebenfalls spezifische Geschwindigkeiten bis herab zu 0,000125 cm/sec/Volt/cm erreichen können; doch sind die Resultate wegen der außerordentlich geringen Größe der untersuchten Aktivierungen nur als rohe Schätzungen zu betrachten. Aus den Resultaten, die für negative und positive Träger erhalten wurden geht hervor, daß bei den negativ geladenen Trägern verhältnismäßig geringere Zahlen auf die großen spezifischen Geschwindigkeiten entfallen als bei den positiv geladenen, da die Intensitätsaufnahme auf den vorderen Intervallen bei den ersteren eine deutlich geringere ist als bei den letzteren. Die Versuchsreihen der dritten Gruppe, bei welchen sehr starke Potentialdifferenzen und sehr geringe Luftgeschwindigkeiten verwendet wurden, ergeben, daß auf den hinteren Intervallen der Elektrode die Intensität der Aktivierung merklich zu 0 herabsinkt. Es hat danach den Anschein, als ob die von den in dem Rohre des Zylinderkondensators entstehenden Trägern herrührende Aktivität mit den angewandten Mitteln neben der von den in der Luft vorhandenen Trägern herrührenden Aktivität nicht nachweisbar ist.

Die Versuchsreihen der ersten und zweiten Gruppe wurden auf Grund der oben (vergl. Seite 8 und 9) entwickelten Formeln für den Zusammenhang zwischen der gemessenen Flächendichte der Aktivität und der zur Zeit der Aspiration in der Sekunde aus der Volumeneinheit niedergeschlagenen Aktivität zur Berechnung der spezifischen Zahlen der Träger der Induktionen verwertet.

Ist $H_{ct}^{h} = 2r_1 \pi \eta_{ct} L$ der Wert der zur Zeit t nach dem Ende der Exposition auf dem h-ten L cm langen Intervall vorhandenen, von der Substanz Radium C herrührenden Aktivität, so ist der zur Zeit t gemessene Sättigungsstrom $J^{t\,h} = H_{ct}^{h} N\varepsilon \,.\, \lambda_3$, worin λ_3 die Umwandlungskonstante von Radium C, N die Anzahl der durch ein α-Teilchen in dem Versuchsgefäß erzeugten Ionen eines Vorzeichens und ε die Ladung des Ions bezeichnet. Dabei ist vorausgesetzt, daß der gemessene Sättigungsstrom merklich durch die α-Strahlung bei der Umwandlung von Radium C allein erzeugt wird und daß bei dieser Umwandlung jedem zerfallenden Atom von Radium C nur ein α-Teilchen entspricht. Die α-Strahlen, welche bei der Umwandlung von Radium C emittiert werden, durch-

---

1) Der Versuch, ungeladene Träger der Induktion in dem Wattefilter mittels des kleinen, früher von mir in der Phys. Zs. beschriebenen Aktivitäts-Elektrometers nachzuweisen, ergab keine sicheren Resultate. Dennoch glaube ich, daß es nicht aussichtslos wäre, diese Untersuchungen mit größeren Mitteln fortzuführen. Da die von mir untersuchten Filter nur bei denjenigen Versuchsreihen angewandt wurden, bei denen sehr kleine Luftvolumina aspiriert wurden, steht zu erwarten, daß bei Verwendung eines hinreichend starken Aspirators gut meßbare Aktivitäten erzielt werden können. Durch vorsichtiges Verbrennen des Wattefilters auf einem Drahtnetz lassen sich die schwer flüchtigen Induktionen räumlich stark anreichern.

dringen in Luft von Atmosphärendruck eine Schicht von 6,7 cm Dicke. Die minimale Entfernung zwischen der inneren und der äußeren Elektrode des Untersuchungsgefäßes betrug nur 5 cm; es wurde also die Energie der radial und in benachbarten Richtungen ausgesandten α-Strahlen nicht vollständig in Ionisierungsarbeit umgesetzt. Für die folgende Berechnung wurde, da es sich vorerst nur um eine näherungsweise Durchführung handelt, der Wert von N zu 100000 angesetzt.

Für die spezifische Zahl n der Träger der ersten Radiuminduktion ergibt sich dann unter der oben (vgl. Seite 10) gemachten Voraussetzung radioaktiven Gleichgewichts

$$n = \frac{(J_t^h - J_t^{h+1}) \cdot h}{(r_2^a - r_1^2)\,\pi\, G\,.\,N2\,.\,\lambda_3} \cdot \frac{1}{(\lambda_1 e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 e^{-\gamma_2 t} + \lambda_3 e^{-\lambda_3 t}}$$

worin die Konstanten λ_1, λ_2, λ_3 die auf Seite 10 angegebenen Werte haben. Dabei bezieht sich n auf diejenigen Träger, deren spezifische Geschwindigkeiten zwischen

$$v_1 = \frac{(r_a^2 - r_i^2)\,.\,G\,.\,\lg\,(r_a/r_i)}{2\,V\,.\,h\,.\,L}$$

und

$$v_2 = \frac{(r_a^2 - r_i^2)\,.\,G\,.\,\lg\,(r_a/r_i)}{2\,V\,.\,(h+1)\,L}$$

liegen.

Für die Umwandlungskonstanten der drei ersten Radiuminduktionen wurden nach Rutherford[1]) die folgenden Werte benutzt:

$$\lambda_1 = 3{,}8\,.\,10^{-3}\,\text{sec}^{-1}$$
$$\lambda_2 = 5{,}4\,.\,10^{-4}\,\text{sec}^{-1}$$
$$\lambda_3 = 4{,}1\,.\,10^{-4}\,\text{sec}^{-1}$$

In den folgenden Tabellen sind in der ersten Kolonne die Grenzen der spezifischen Geschwindigkeiten in cm/sec./Volt/cm angegeben, zwischen welchen die daneben in der zweiten Kolonne stehenden spezifischen Zahlen der Träger von Radium A gemessen wurden. Da die Zahlen n sich auf das ccm als Volumeneinheit beziehen, geben die Zahlen der zweiten Kolonne unmittelbar die in cbm enthaltene Anzahl der Träger.

Versuchsreihe 3.		Versuchsreihe 5.	
v.	n . 10^6	v.	n . 10^6
	0,345		0,223
18,54		18,19	
	0		0
9,27		9,10	

1) E. Rutherford, Radioacticity 2. Aufl. Cambridge 1905.

Versuchsreihe 3.

v.	n . 10^6
	0
6,18	
	0,655
4,63	
	0
3,71	
	0
3,09	
	0
2,65	
	2,15
2,32	
	4,88
2,06	
	3,73
1,85	

Versuchsreihe 5.

v.	n . 10^6
	0
6,06	
	0
4,55	
	1,37
3,64	
	1,36
3,03	
	0,259
2,60	
	0,830
2,28	
	2,50
2,02	
	1,18
1,82	

Versuchsreihe 6.

v.	n . 10^6
	1,28
7,45	
	0,67
3,67	
	2,02
2,45	
	18,8
1,84	
	19,9
1,47	
	1,21
1,22	
	18,6
1,05	
	29,6
0,92	
	13,8
0,82	
	11,8
0,74	

Versuchsreihe 7.

v.	n . 10^6
	3,21
7,16	
	5,80
3,58	
	0
2,39	
	6,87
1,79	
	22,6
1,43	
	30,0
1,19	
	30,2
1,02	
	12,2
0,90	
	28,2
0,80	
	2,67
0,72	

Versuchsreihe 8.

v.	n . 10^6
	42,3
2,45	
	122,0
1,23	

Versuchsreihe 9.

v.	n . 10^6
	22,9
2,26	
	71,0
1,13	

Versuchsreihe 8.

v.	n . 10^6
	172,0
0,82	
	95,1
0,61	
	68,0
0,49	
	26,0
0,41	
	30,3
0,35	
	12,7
0,31	
	7,78
0,27	
	2,16
0,25	

Versuchsreihe 9.

v.	n . 10^6
	52,1
0,75	
	14,1
0,57	
	25,2
0,45	
	3,78
0,38	
	8,82
0,32	
	5,05
0,28	
	3,24
0,25	
	3,60
0,23	

Versuchsreihe 16.

v.	n . 10^6
	1,40
0,122	
	0,325
0,061	
	0,372
0,041	
	0
0,031	
	0,193
0,024	
	0,372
0,020	
	0,150
0,017	
	0,291
0,015	
	0,077
0,014	
	0
0,012	

Versuchsreihe 17.

v.	n . 10^6
	0,625
0,040	
	0,183
0,020	
	0,042
0,014	
	0,060
0,010	
	0,010
0,008	
	0,006
0,007	
	0,139
0,005	
	0,135
0,005	
	0
0,004	
	0

In analoger Weise wurde die spezifische Zahl der Träger der ersten Thorinduktion aus den Resultaten der Versuchsreihen 11, 12 und 14 berechnet. Da die Umwandlungskonstanten der zweiten und dritten Thorinduktion groß sind gegen die Konstante der ersten Thorinduktion, wurde nur mit dem Vorhandensein der ersten Induktion gerechnet. Es wurde also zur Reduktion der zur Zeit

t nach dem Ende der Exposition (von der Dauer t_e) gemessenen Flächendichte auf die in der Zeiteinheit aus der Volumeneinheit während der Aspiration niedergeschlagenen Trägerzahlen die auf Seite 8 entwickelte Formel

$$\eta_{at} = \frac{\eta_{1a}}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t_e}) \, e^{-\lambda_1 t}$$

benutzt.

Der Rechnung wurde der für die Zeit 2 Stunden nach dem Ende der zwölfstündigen Exposition aus den durch rechnerische Ausgleichung erhaltenen Interpolationsformeln (vergl. Seite 46) entnommene Wert des Sättigungsstromes zu Grunde gelegt. Für die Umwandlungskonstante der ersten Thorinduktion wurde der Wert $\lambda_1 = 1{,}75 \cdot 10^{-5}$ eingesetzt. Für die Zahl der durch ein α-Teilchen im Untersuchungsgefäß erzeugten Ionen eines Vorzeichens wurde wieder 100000 angenommen, ohne Rücksicht auf das Resultat neuerer Untersuchungen, nach welchen bei der Umwandlung von Thorium B und C [1]) α-Strahlen emittiert werden, die etwa 4 bezw. 8,6 cm dicke Luftschichten durchdringen. Dagegen wurde berücksichtigt, daß auf jedes Atom von Thorium A demnach 2 α-Teilchen entfallen. Wieder wurde die Ionisierung durch β- und γ-Strahlen neben derjenigen durch α-Strahlen vernachlässigt. Die Resultate der Rechnung sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Versuchsreihe 11 b.		Versuchsreihe 12 b.		Versuchsreihe 14 b.	
v.	n . 10^6	v.	n . 10^6	v.	n . 10^6
	0,459		0,812		21,8
7,59		15,87		2,03	
	0,755		0		69,9
3,80		7,94		1,02	
	0		0		23,1
2,53		5,29		0,68	
	3,30		0		3,72
1,90		3,97		0,51	
	7,00		1,48		6,30
1,52		3,18		0,41	
	5,57		0		2,39
1,27		2,65		0,34	
	6,27		0		2,79
1,09		2,27		0,29	
	0		3,28		0
0,95		1,99		0,26	
	2,48		2,84		1,19
0,84		1,76		0,23	
	4,25		3,06		0
0,76		1,59		0,20	

Berechnet man für die Versuchsreihen 11, 12 und 14 den zur Zeit 15′ nach

1) O. Hahn, Phys. Z. S. 7, 412, 1906.

dem Ende der Exposition von den Thorinduktionen erzeugten Sättigungsstrom und subtrahiert diesen von dem zur Zeit gemessenen Gesamtstrom, so erhält man den von den Radiuminduktionen herrührenden Anteil. Dieser ergibt sich bei der Versuchsreihe

11 zu $29{,}41 \cdot 10^{-4}$ elektrost. Einh.
12 zu $17{,}75 \cdot 10^{-4}$ „ „
14 zu $89{,}9 \cdot 10^{-4}$ „ „ für das Intervall 1.

Unter der Annahme (die durch die Resultate der Messungen in erster Annäherung bestätigt wird), daß die spezifischen Zahlen der Träger der Radiuminduktionen sich zu merklich den gleichen Bruchteilen auf die spezifischen Geschwindigkeiten verteilen wie diejenigen der Thorinduktionen, kann man durch Anbringen eines Reduktionsfacktors die spezifischen Zahlen der Radiuminduktion *A* aus denjenigen der Thorinduktion *A* berechnen. Dieser Faktor, der das Verhältnis der gleichzeitig in dem gleichen Volumen vorhandenen Träger von Radium *A* und Thorium *A* angibt, berechnet sich für die Versuchsreihe

11 zu 0,0457
12 zu 0,0242
14 zu 0,0181.

Nehmen wir für die verschiedenen Induktionen des Radiums den Zustand radioaktiven Gleichgewichts als bestehend an, so gilt, wenn n_a, n_b, n_c die spezifischen Zahlen der Träger von Radium *A*, *B*, *C* bezeichnen

$$\lambda_1 n_a = \lambda_2 n_b = \lambda_3 n_c,$$

es wird also neben n_a Atomen Radium *A* gleichzeitig eine Anzahl 7,04 n_a Atome Radium *B* und eine Anzahl 9,28 n_a Atome von Radium *C* vorhanden sein.

Bei der Berechnung der spezifischen Zahlen der Träger aus dem gemessenen Sättigungsstrom wurde bisher für die durch ein α-Teilchen im Untersuchungsgefäß erzeugte Ionenzahl der von Rutherford angegebene Wert benutzt. Dieser Wert bezieht sich auf die ionisierende Wirkung eines α-Teilchens, das von einem auf einer Fläche niedergeschlagenen Atom der betreffenden Induktion ausgesandt wird; für die ionisierende Wirkung eines solchen Atoms kommt im Maximum (wenn es auf einer gegen den Luftraum konvex gekrümmten Oberfläche niedergeschlagen ist) nur der Halbraum in Betracht. Die Hälfte der ausgesandten α-Strahlung wird von der Wand absorbiert werden müssen. Zieht man diesen Umstand in Rechnung, so würden die bisher nach den Rutherfordschen Angaben berechneten spezifischen Zahlen der Träger verdoppelt werden müssen. Dieser Umstand muß aber unbedingt berücksichtigt werden, wenn man aus der von den Induktionen im Untersuchungsgefäß geleisteten Ionisierungsarbeit auf die in freier Luft geleistete schließen will.

Aus den oben angegebenen spezifischen Zahlen der Träger von Radium *A* ergibt sich unter Berücksichtigung der gleichzeitig im Zustande des radioaktiven Gleichgewichts vorhandenen Träger von Radium *C*, wenn man die bei der Um-

wandlung von Radium *A* und Radium *C* ausgegebenen Ionisierungsarbeiten der α-Strahlen einander gleich setzt, für die in der Volumeneinheit und Zeiteinheit von den schnell abklingenden Radiuminduktionen erzeugte Anzahl der Ionen eines Vorzeichens

$$4\ n\,.\,\lambda_{1(Ra)}\,.\,N = 1520\ n.$$

Für die Thorinduktionen erhält man unter Berücksichtigung des Umstandes, daß bei der Umwandlung von Thorium B und Thorium C je ein α-Teilchen emittiert wird unter der Annahme gleicher Ionisierungsarbeit für diese α-Strahlen entsprechend:

$$4\,n\,\lambda_{1(Th)}\,N = 7{,}0\,n.$$

Berechnet man auf Grund dieser Zahlen die Anteile an der Ionisierungsarbeit, die nach den Resultaten der Versuchsreihen 11, 12 und 14 von den Radiuminduktionen und den Thorinduktionen geleistet wurden, so ergibt sich für das Verhältnis der Ionisierungsarbeiten J_{Ra}/J_{Th} bei Versuchsreihe

11 zu 9,93
12 zu 5,25
14 zu 3,94.

Die Thorinduktionen nehmen also zu einem immerhin merklichen Bruchteil neben den Radiuminduktionen an der Ionisierung der Atmosphäre teil. Der Anteil der in jedem Falle auf die verschiedenen Induktionen entfällt, wird in verwickelter Weise von den meteorologischen Bedingungen abhängen müssen und dürfte auch von Ort zu Ort interessanten Variationen unterliegen. — —

Für die Beantwortung einer Reihe von Fragen, die bei Problemen der atmosphärischen Elektrizität auftreten, ist es von Wichtigkeit, die absoluten Werte der Ionisierungsarbeiten kennen zu lernen, die von den Induktionen in der Atmosphäre geleistet werden. Um einen Vergleich der Resultate der an verschiedenen Tagen ausgeführten Messungen zu ermöglichen, sind im folgenden auf Grund der Tabellen Seite 59—61, die von den innerhalb angenähert gleicher Grenzen der spezifischen Geschwindigkeit liegenden Trägern in der Volumeinheit und Zeiteinheit erzeugten Ionenzahlen eines Vorzeichens berechnet.

Versuchsreihe	3.	5.	6.	7.	8.	9.	16.	17.
v.	0,072	0,048	0,140	0,096	0,628	0,304		
1,8								
			0,576	0,764	2,000	0,672		
0,6								
					0,892	0,300		
0,22								
							0,016	0,004
0,012								
								0,002
0,004								

In analoger Weise ergibt sich für die Thorinduktionen auf Grund der Tabelle auf Seite 62:

	Versuchsreihe 11.	12.	14.
v. 1,50	0,000324	0,000320	0,001588
0,75	0,000520		0,001512
0,20			0,000624

Es ist bemerkenswert, daß somit von den Induktionen nur einige Prozent der gesamten, überhaupt in der Atmosphäre zu leistenden Ionisierungsarbeit aufgebracht wird. Dieser Befund steht im Einklang mit dem Resultat, das kürzlich von andern Beobachtern[1]) für die Radiuminduktionen festgestellt wurde. Dieses Resultat kann nicht befremdlich erscheinen, wenn man berücksichtigt, daß die Träger der Induktionen infolge der verhältnismäßig großen spezifischen Geschwindigkeiten besonders in der Nachbarschaft des Erdbodens durch das hier gerade sehr starke elektrische Feld der Atmosphäre schnell ausgefällt werden müssen. Es wird auch zu beachten sein, daß durch Vereinigung mit Ionen ein vermutlich nicht unbeträchtlicher Teil der Induktionsträger nach Verlust der Ladung sich dem Nachweis mittelst der angewandten Methode entziehen dürfte. Da nämlich die spezifische Geschwindigkeit der Träger zum Teil etwas größer ist als diejenige der Luftionen, wird man auch für die Konstante der Vereinigung mit den Luftionen auf einen ähnlichen, vermutlich etwas größeren Wert schließen dürfen, als er bisher für die Wiedervereinigung von Luftionen gemessen wurde. —

Hypothetisches.

Die Messung der spezifischen Zahlen der Induktionsträger als Funktion der spezifischen Geschwindigkeit hat für die von Radium und Thor abstammenden Träger merklich den gleichen Verlauf ergeben. Stellt man sich auf den Boden der Hypothese, daß primär nur die infolge des Umwandlungsprozesses mit einer positiven Ladung behafteten Atome der Induktionen vorhanden sind, an welche sich dann nach Verlauf einer gewissen Zeit zunächst nur wenige Moleküle, dann immer größere Komplexe aus dem umgebenden Gase anlagern, so wird man aus dem gleichartigen Verhalten der Radium- und Thorinduktionen, deren mittlere Lebensdauern von sehr verschiedener Größe sind, die Vermutung ableiten dürfen, daß die Zeit, innerhalb welcher die Massenanlagerung erfolgt, nicht von der Ordnung der mittleren Lebensdauer dieser Induktionen sein kann. Diese Zeit beträgt wahrscheinlich, wenn man die analogen Vorgänge bei der Bildung der Phosphorionen zum Vergleich heranziehen darf, nur wenige Sekunden oder Bruchteile einer Sekunde. Nimmt man die auf die Einheit der spezifischen Geschwindigkeit entfallenden spezifischen Zahlen der Träger als Maß für die Stabilität des

1) H. Mache u. T. Rimmer, Phys. Z. S. 7, 617—620, 1906.

betreffenden Komplexes an, so zeigen die Messungen, daß offenbar das einzelne Induktionsatom nur äußerst kurze Zeit frei existieren kann; der erste stabile Komplex wird dann bei der Anlagerung von ein bis zwei Luftmolekülen erreicht. Wie das Vorhandensein fast aller spezifischen Geschwindigkeiten bis herab zu solchen von etwa 1/4000 cm/sec/Volt/cm beweist, sind auch noch weit größere Komplexe mit Massen, die der Anlagerung von einigen Hundert Luftmolekülen entsprechen, mehr oder minder stabil. Die Träger der radioaktiven Induktionen verhalten sich also ganz analog den Luftionen, die wahrscheinlich auch von sehr großen spezifischen Geschwindigkeiten durch Anlagerung von Masse zu sehr kleinen spezifischen Geschwindigkeiten fortschreiten. Es scheint hier ein allgemeines Gesetz vorzuliegen, nach welchem ein einzelnes Elementarquantum der elektrischen Ladung in Gasen von mittlerer Temperatur und Atmosphärendruck nicht stabil sein kann, sondern erst durch Anlagerung eines Molekülkomplexes zu einem mit den Gasmolekülen im Gleichgewicht befindlichen System wird.

Zusammenfassung.

Die radioaktiven Induktionen der Atmosphäre wurden einer quantitativen Untersuchung unterzogen; die dabei benutzte Methode war die schon früher vom Verfasser ausgearbeitete, nach welcher in einem Cylinderkondensator einem Strome der zu untersuchenden Luft die Träger der Induktionen durch ein elektrisches Feld entzogen werden und als Niederschlag auf der inneren Elektrode angesammelt, nach ihrer Verteilung über die Elektrode und nach ihrer mittleren Lebensdauer in Träger von verschiedener spezifischer Geschwindigkeit und verschiedener Herkunft gesondert werden können. Es wurde das Vorkommen von Radium- und Thorinduktionen nachgewiesen und es wurden die spezifischen Geschwindigkeiten der positiv geladenen Träger der Radiuminduktionen in dem Bereich zwischen etwa 25 und 1/40000 cm/sec./Volt/cm, diejenigen der positiv geladenen Träger der Thorinduktionen in dem Bereich zwischen etwa 15 und 0,2 cm/sec./Volt/cm untersucht. Die negativ geladenen Träger, welche vom Radium abzustammen scheinen, konnten nicht in einer für quantitative Messungen ausreichenden Zahl erhalten werden. Die Verteilung der spezifischen Zahlen der positiv geladenen Träger auf die spezifischen Geschwindigkeiten war bei den Radium- und Thorinduktionen merklich die gleiche. Aus den gefundenen spezifischen Zahlen der Träger wurde die von den Radium- und Thorinduktionen in der Atmosphäre aufgebrachte Ionisierungsstärke berechnet; sie ergab sich in allen untersuchten Fällen als ein kleiner Bruchteil der insgesamt in der Atmosphäre zur Aufrechterhaltung ihrer Ionisation notwendigen.

Die Vorbereitungen zu dieser Untersuchung wurden im Geophysikalischen Institut der Universität getroffen; die definitiven Messungen wurden im Physikalischen Institut ausgeführt. Den Direktoren, Herrn Geheimrat Riecke und Herrn Professor Wiechert bin ich für die bereitwillige Überlassung der Mittel ihrer Institute zu Dank verpflichtet. —

Die Kosten der Untersuchung wurden aus dem von der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen für luftelektrische Arbeiten bereitgestellten Fonds bestritten. —

Göttingen, Dezember 1906.

Anhang.

Versuchsreihe 3.

6,1′		
	18,54	
0,0		0′
	9,27	
0,0		0′
	6,18	
11,6′		75,2′
	4,63	
0′		0′
	3,71	
0′		0′
	3,09	
0′		0′
	2,65	
20,8		63,2
	2,32	
86,4		335,6
	2,06	
66,0		316,8
	1,85	

Versuchsreihe 5.

6,0′		
	18,19	
0′		0′
	9,10	
0′		0′
	6,06	
0′		0′
	4,55	
37,0′		40,8′
	3,64	
47,4′		78,4′
	3,03	
7,0		16,08
	2,60	
22,4		66,4
	2,28	
67,5		264,8
	2,02	
32,0		160,0
	1,82	

Versuchsreihe 6.

3,8		
	7,45	
2,0		0,544
	3,67	
6,0		4,88
	2,45	
56,0		91,6
	1,84	
58,5		159,2
	1,47	
36,0		146,8
	1,22	
55,3		307,2
	1,05	

Versuchsreihe 7.

8,4		
	7,16	
15,2′		4,24′
	3,58	
0′		0′
	2,39	
18,0		30,2
	1,79	
58,5		123,6
	1,43	
78,6		327,6
	1,19	
79,1		465,2
	1,02	

Versuchsreihe 6.

88,0		690,0
	0,92	
40,5		395,2
	0,82	
35,0		43,6
	0,74	

Versuchsreihe 7.

32,0		250,8
	0,90	
73,8		74,0
	0,80	
7,0		87,6
	0,72	

Versuchsreihe 8.

19,6		
	2,45	
56,6		46,0
	1,23	
79,8		196,0
	0,82	
44,0		214,8
	0,61	
31,5		257,2
	0,49	
12,0		145,6
	0,41	
14,0		243,6
	0,35	
10,4		231,2
	0,31	
3,6		110,8
	0,27	
1,0		39,4
	0,25	

Versuchsreihe 9.

25,5		
	2,26	
78,8		69,6
	1,13	
57,9		153,2
	0,75	
15,6		83,2
	0,57	
28,0		248,0
	0,45	
4,2		56,0
	0,38	
9,8		178,8
	0,32	
5,6		140,0
	0,28	
3,6		110,8
	0,25	
4,0		160,0
	0,23	

Versuchsreihe 11 a.

15,0		
	7,59	
5,8′		1,53′
	3,80	
0′		0′
	2,53	
49,6		78,4
	1,90	
63,5		167,2
	1,52	
52,2		206,8
	1,27	
86,1		478,4
	1,09	
76,8		558,4
	0,95	

Versuchsreihe 11 b.

6,3		
	7,59	
9,6′		2,53′
	3,80	
0′		0′
	2,53	
42,0		66,4
	1,90	
89,0		234,4
	1,52	
70,8		280,4
	1,27	
79,8″		443,2″
	1,09	
0,0″		0″
	0,95	

Versuchsreihe 11 a.

60,3		574,4
	0,84	
46,0		557,6
	0,76	

Versuchsreihe 11 b.

31,5		300,0
	0,84	
54,0		654,4
	0,76	

Versuchsreihe 11 c.

6,8′		
	7,59	
13,2′		34,8′
	3,80	
8,4′		6,64′
	2,53	
10,0′		15,8′
	1,90	
93,0′		244,8′
	1,52	
112,2′		444,4′
	1,27	
95,9′		532,8′
	1,09	
44,8′		326,0′
	0,95	
51,3′		488,8′
	0,84	
57,0′		690,8′
	0,76	

Versuchsreihe 12 a.

10,2′		
	15,87	
0′		0′
	7,94	
0′		0′
	5,29	
0′		0′
	3,97	
16,5′		20,8′
	3,18	
0′		0′
	2,65	
0′		0′
	2,27	
71,2′		252,8′
	1,99	
0′		0′
	1,76	
27,0		154,4
	1,59	

Versuchsreihe 12 b.

8,5′		
	15,87	
0′		0′
	7,94	
0′		0′
	5,29	
0′		0′
	3,97	
15,5′		15,6′
	3,18	
0′		0′
	2,65	
0′		0′
	2,27	
34,4		121,6
	1,99	
29,7		133,6
	1,76	
32,0		182,8
	1,59	

Versuchsreihe 12 c.

9,5′		
	15,87	
0′		0′
	7,94	
0′		0′
	5,29	
0′		0′
	3,97	
0′		0′
	3,18	
5,4		10,16
	2,65	
8,4		22,24
	2,27	
37,6		133,2
	1,99	
104,4		469,2
	1,76	
71,0		405,6
	1,59	

Versuchsreihe 12d.

9,9′		
	15,87	
0′		0′
	7,94	
0′		0′
	5,29	
0′		0′
	3,97	
0′		0′
	3,18	
0′		0′
	2,65	
24,5		60,8
	2,27	
42,4		150,0
	1,99	
47,7		214,4
	1,76	
50,0		285,6
	1,59	

Versuchsreihe 14a.

30,5		
	2,03	
105,6		104,0
	1,02	
38,1		112,8
	0,68	
6,8		40,0
	0,51	
10,0′		97,6′
	0,41	
0′		0′
	0,34	
2,1′		44,4′
	0,29	
0′		0′
	0,26	
0		0
	0,23	
0		0
	0,20	

Versuchsreihe 14b.

32,9		
	2,03	
105,2		103,6
	1,02	
34,8		103,2
	0,68	
5,6		32,8
	0,51	
9,5′		92,8′
	0,41	
3,6′		53,2′
	0,34	
4,2′		88,4′
	0,29	
0		0
	0,26	
1,8		60,0
	0,23	
0		0
	0,20	

Versuchsreihe 16.

65,6		
	0,122	
15,2		250,0
	0,061	
17,4′		848,8′
	0,041	
0′		0′
	0,031	
9,0′		1440′
	0,024	
17,4		4350
	0,020	
7,0		2333
	0,017	
13,6		6800
	0,015	
3,6′		2057′
	0,014	
0′		0′
	0,012	

Versuchsreihe 17.

63,0		
	0,040	
18,4		933,6
	0,020	

Versuchsreihe 17.

4,2″		622″
	0,014	
6,0″		1846″
	0,010	
1,0″		500″
	0,008	
0,6″		480″
	0,007	
14,0		14000
	0,006	
13,6′		17630′
	0,005	
0′		0′
	0,005	
0′		0′
	0,004	

Versuchsreihe 10.

Bez. auf Int. 1 = 100 %		Bez. auf Int. 7 = 100 %	
1	100 %	7	100 %
3	97,2 %	8	40,8 %
5	84,5 %	11	41,2 %

Versuchsreihe 13.

Bez. auf Int. 1 = 100 %		Bez. auf Int. 7 = 100 %	
1	100,0 %	7	100,0 %
3	99,5 %	8	88,3 %
5	73,7	11	102,1 %

Versuchsreihe 18.

Bez. auf Int. 1 = 100 %		Bez. auf Int. 8 = 100 %	
8	100,0 %	1	100,0 %
11	82,0 %	3	32,2 %

Versuchsreihe 19.

Bez. auf Int. 1 = 100 %		Bez. auf Int. 7 = 100 %	
1	100,0 %	7	100,0 %
3	22,8 %	9	41,6 %
5	21,5 %	11	8,7 %

Versuchsreihe 20.

Bez. auf Int. 1 = 100 %		Bez. auf Int. 7 = 100 %	
1	100,0 %	7	100,0 %
3	36,3 %	9	100,0 %
5	12,4 %	11	0

Versuchsreihe 21.

Bez. auf Int. 1 = 100 %		Bez. auf Int. 7 = 100 %	
1	100,0 %	7	100,0 %
3	25,8 %	9	60,0 %
5	0	11	98,0 %

Versuchsreihe 22.

Bez. auf Int. 1 = 100 %	
1	100,0 %
2	36,4 %
3	24,3 %
4	8,3 %
5	9,7 %

Versuchsreihe 23.

Bez. auf Int. 1 = 100 %	
1	100,0 %
5	0
7	11,3 %
8	0
9	15,5 %

Versuchsreihe 24.

Bez. auf Int. 1 = 100 %		Bez. auf Int. 3 = 100 %	
1	100 %	3	100,0 %
2	13,0 %	4	53,8 %
5	19,8 %	7	0
8	0	10	9,23 %
9	0	11	23,1 %

Versuchsreihe 25.

Bez. auf Int. 1 = 100 %		Bez. auf Int. 3 = 100 %	
1	100,0 %	3	100,0 %
5	36,2 %	7	40,0 %

Versuchsreihe 26.

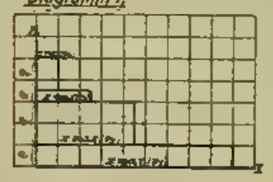
Bez. auf Int. 1 = 100 %		Bez. auf Int. 1 = 100 %	
1	100,0 %	1	100,0 %
3	14,5 %	7	35,6 %
5	28,3 %	11	26,0 %

Versuchsreihe 27.

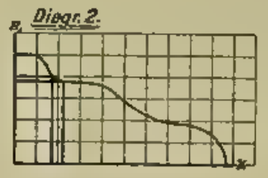
Bez. auf Int. 1 = 100 %	
1	100,0 %
3	114,9 %
4	137,1 %
5	22,9 %
7	0
9	0
11	0

14 JAN. 1908

Diagramm 1.



Diagr. 2.



Diagr. 3.

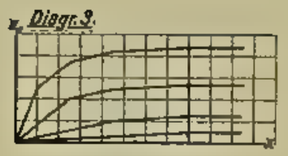


Fig. 6.

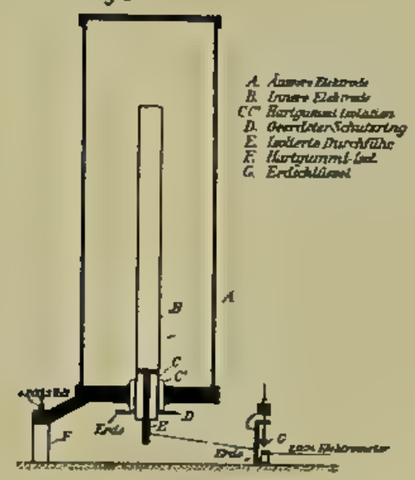
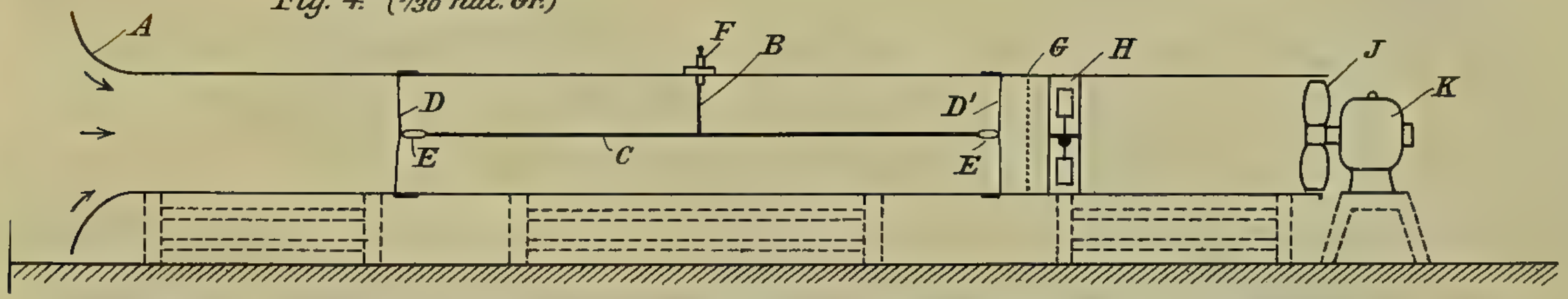
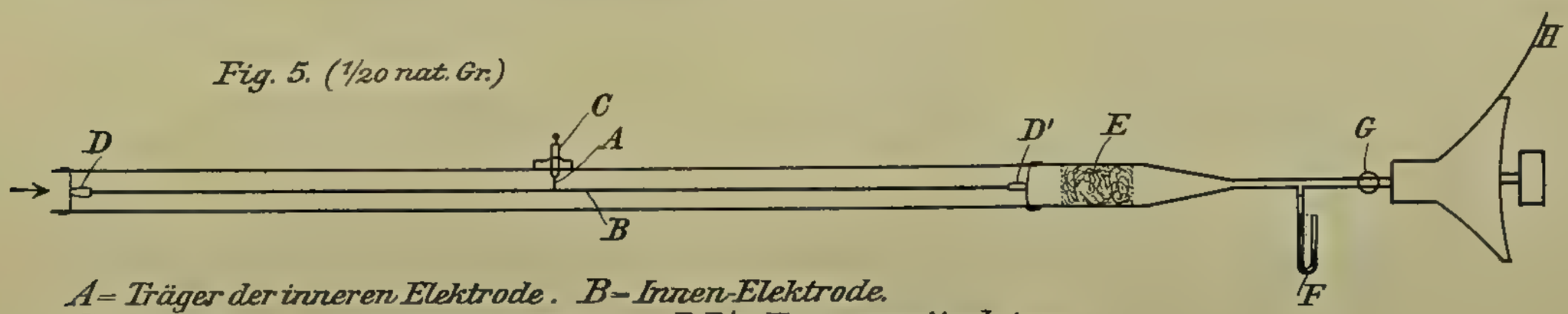


Fig. 4. (1/30 nat. Gr.)



A = Einströmungstrichter. B = Träger der inneren Elektrode. C = Innen-Elektrode. D, D' = Stützdrähte E, E' = Hartgummiisolatoren. F = Isolierte Durchführung des Trägers. G = Querwand aus Drahtnetz. H = Anemometer. J = Aspirator. K = Elektromotor.

Fig. 5. (1/20 nat. Gr.)



A = Träger der inneren Elektrode. B = Innen-Elektrode.
C = Isolierte Durchführung des Traegers. D, D' = Hartgummiisolatoren.
E = Wattefilter. F = Manometer. G = Anemometer. H = Aspirator.

BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

Diagramm 7. *Versuchsreihe 11.*

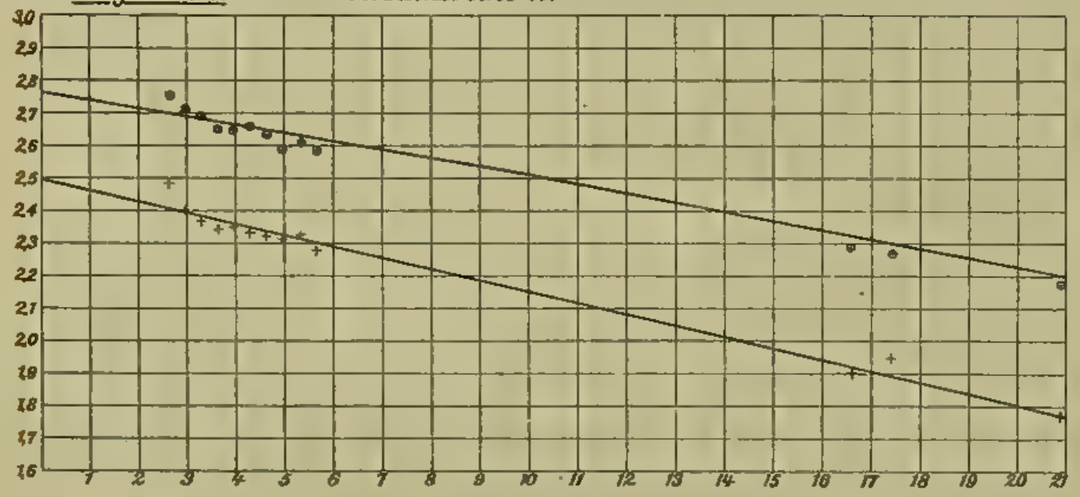


Diagramm 8. *Versuchsreihe: 12.*

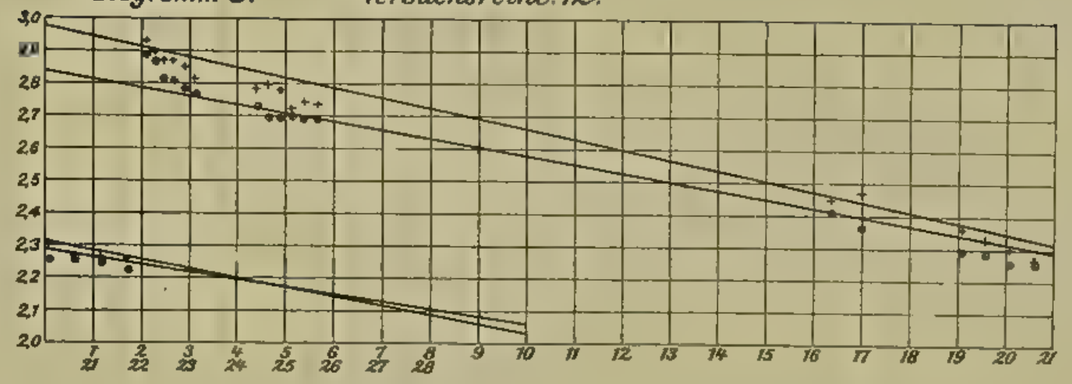


Diagramm 9. *Versuchsreihe 14.*

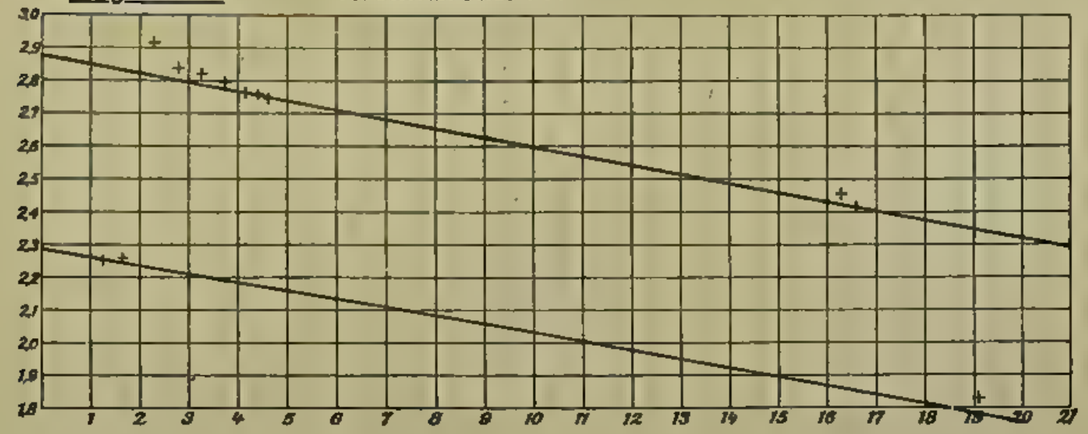
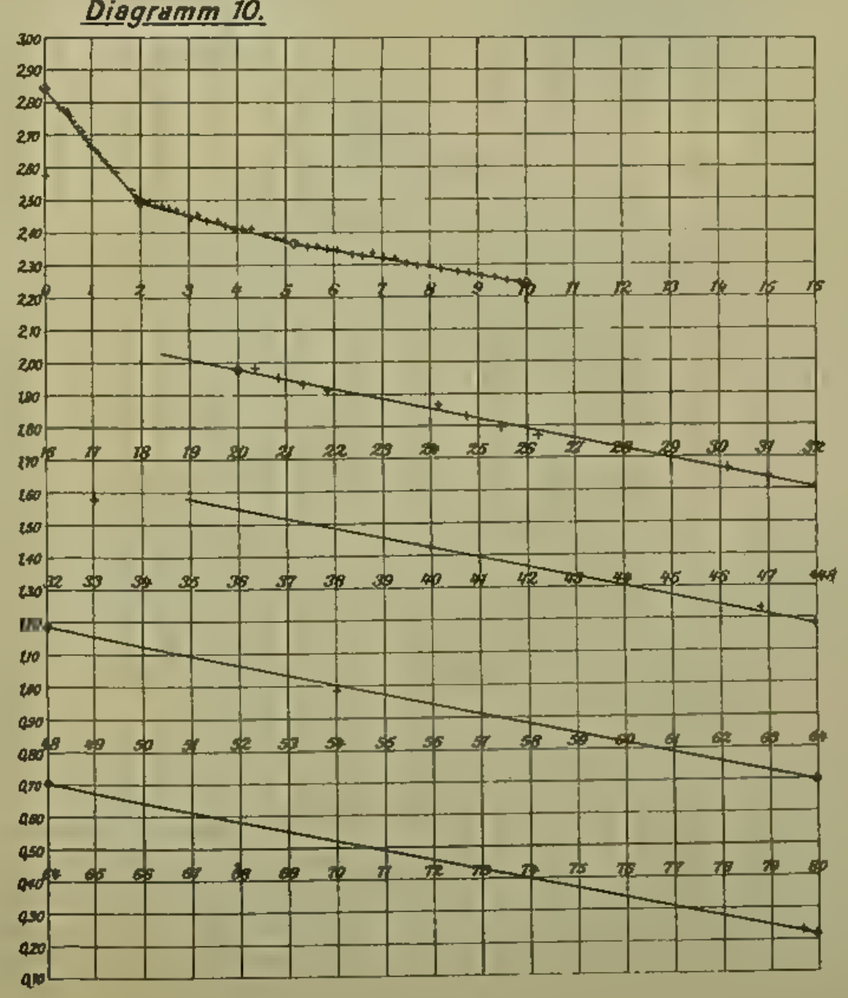
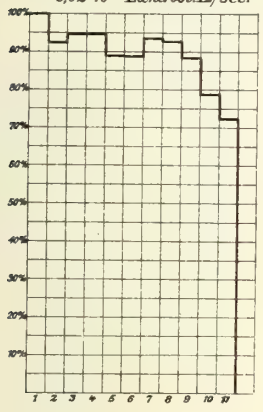


Diagramm 10.

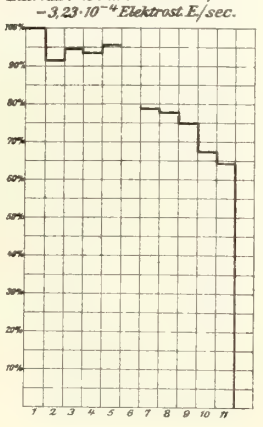


BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

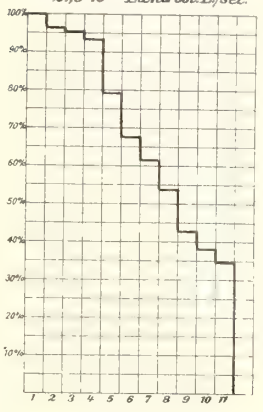
Diagr. 11. Versuchsreihe: 3.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition
$= 5{,}02 \cdot 10^{-4}$ Elektrost. E./sec.



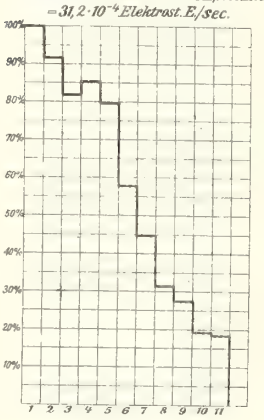
Diagr. 12. Versuchsreihe: 5.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition
$= 3{,}23 \cdot 10^{-4}$ Elektrost. E./sec.



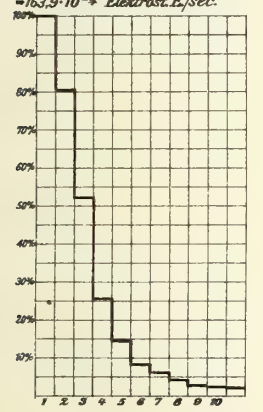
Diagr. 13. Versuchsreihe: 6.
Intervall 1 15' nach dem Ende d. Exposition
$= 27{,}5 \cdot 10^{-4}$ Elektrost. E./sec.



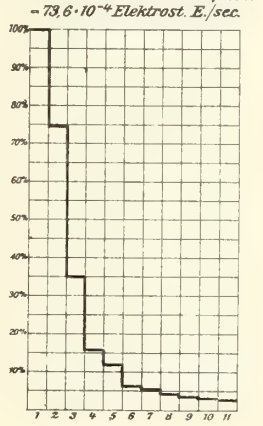
Diagr. 14. Versuchsreihe 7.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition
$= 31{,}2 \cdot 10^{-4}$ Elektrost. E./sec.



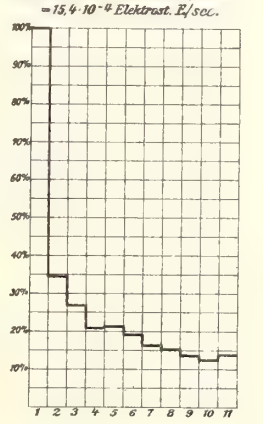
Diagr. 15. Versuchsreihe: 8.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition
$= 163{,}9 \cdot 10^{-4}$ Elektrost. E./sec.



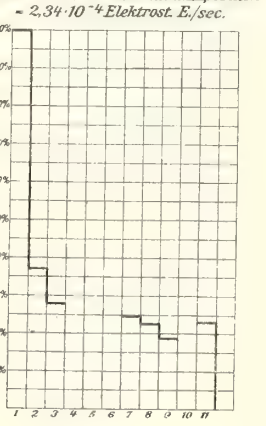
Diagr. 16. Versuchsreihe: 9.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition
$= 73{,}6 \cdot 10^{-4}$ Elektrost. E./sec.



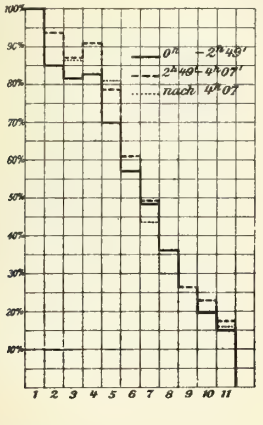
Diagr. 17. Versuchsreihe: 16.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition
$= 15{,}4 \cdot 10^{-4}$ Elektrost. E./sec.



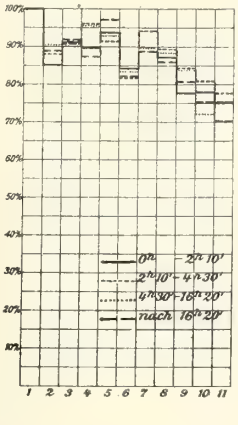
Diagr. 18. Versuchsreihe: 17.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition
$= 2{,}34 \cdot 10^{-4}$ Elektrost. E./sec.



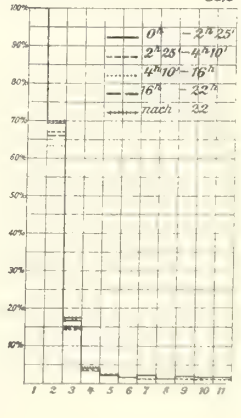
Diagr. 19. Versuchsreihe: 11.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition $= 36{,}3 \cdot 10^{-4}$ El. E./sec.
" " 2h " " " " " $= 6{,}15 \cdot 10^{-4}$ " "
Anteil der Radium Ind. 15' " " " " " $= 29{,}41 \cdot 10^{-4}$ " "



Diagr. 20. Versuchsreihe: 12.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition $= 25{,}5 \cdot 10^{-4}$ El. E./sec.
" " 2h " " " " " $= 6{,}99 \cdot 10^{-4}$ "
Anteil d. Radium Ind. 15' " " " " " $= 17{,}75 \cdot 10^{-4}$ "

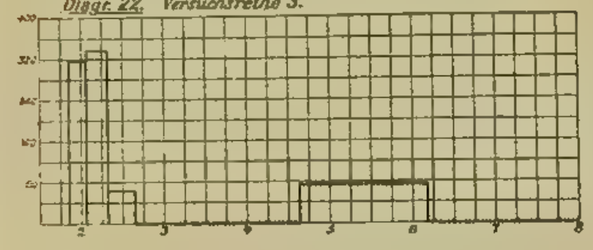


Diagr. 21. Versuchsreihe: 14.
Intervall 1 15' nach d. Ende d. Exposition $= 143{,}1 \cdot 10$
" " 2h " " " " " Elektrost. E
Anteil der Radium Ind. 15' " " " " $= 47{,}4 \cdot 10$
$= 89{,}9 \cdot 10^{-4}$



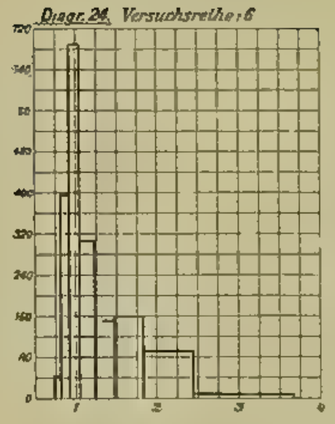
BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

Diagr. 22. Versuchsreihe 3.

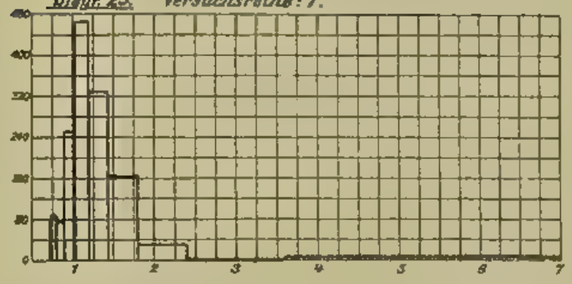


Diagr. 23. Versuchsreihe: 5.

Diagr. 24. Versuchsreihe: 6

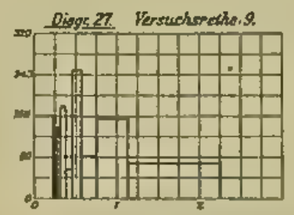


Diagr. 25. Versuchsreihe: 7.

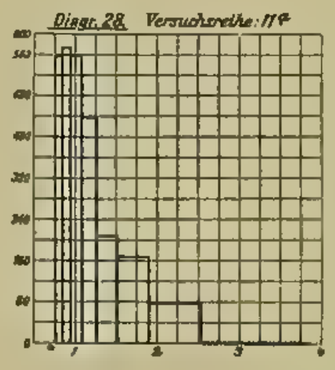


Diagr. 26. Versuchsreihe 8.

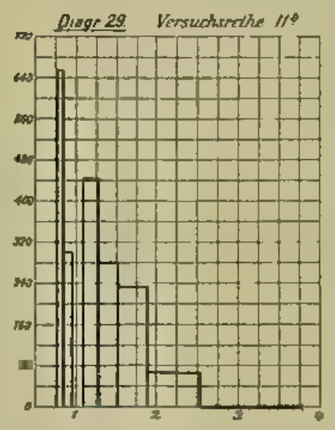
Diagr. 27. Versuchsreihe: 9.



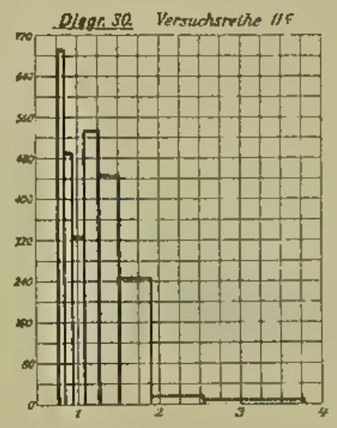
Diagr. 28. Versuchsreihe: 11ª



Diagr. 29. Versuchsreihe 11ᵇ

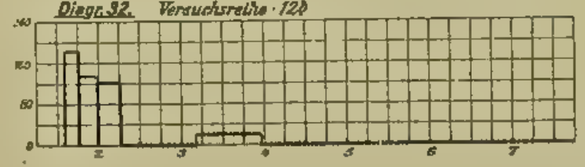


Diagr. 30. Versuchsreihe 11ᶜ

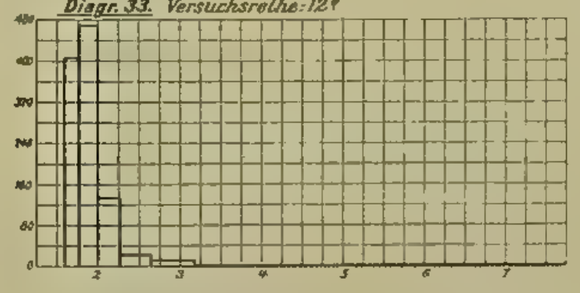


Diagr. 31. Versuchsreihe. 12ª

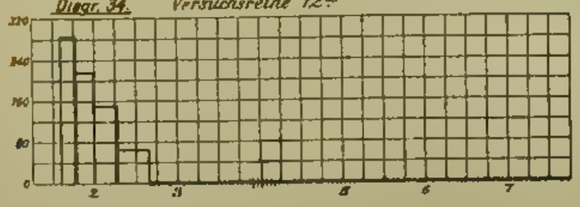
Diagr. 32. Versuchsreihe · 12ᵇ



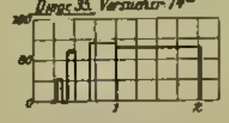
Diagr. 33. Versuchsreihe: 12ᶜ



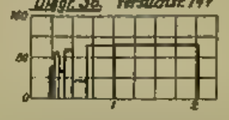
Diagr. 34. Versuchsreihe 12ᵈ.



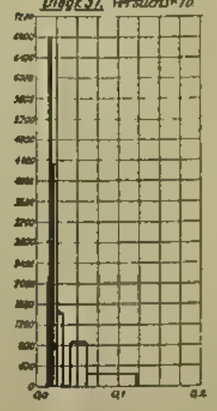
Diagr. 35. Versuchsr. 14ª



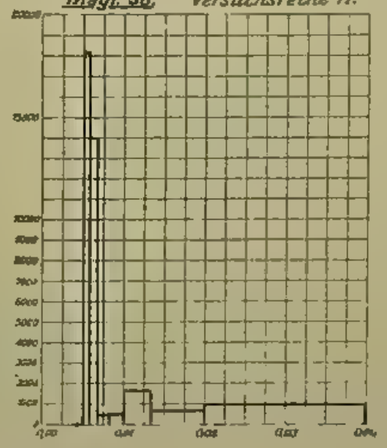
Diagr. 36. Versuchsr. 14ᵇ



Diagr. 37. Versuchsr. 16



Diagr. 38. Versuchsreihe 17.



BRITISH MUSEUM
NATURAL HISTORY

ABHANDLUNGEN

DER KÖNIGLICHEN GESELLSCHAFT DER WISSENSCHAFTEN ZU GÖTTINGEN.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Kehr, P.,** *Ueber eine römische Papyrusurkunde im Staatsarchiv zu Marburg.* Mit drei Facsimile auf zwei Tafeln. 4. (28 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Ueber Lauterbachs und Aurifabers Sammlungen der Tischreden Luthers.* 4. (43 S.) 1896. 3 M.

I. Bd. No. 3. **Bonwetsch, N.,** *Das slavische Henochbuch.* 4. (57 S.) 1896. 4 M.

I. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.,** *Der arabische Josippus.* 4. (50 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 5. **Hultsch, Fr.,** *Poseidonios über die Größe und Entfernung der Sonne.* 4. (48 S.) 1897. 3 M.

I. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Buchstabenverbindungen der sogenannten gothischen Schrift.* Mit 5 Tafeln. 4. (124 S.) 1897. 9 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 7. **Leo, Fr.,** *Die Plautinischen Cantica und die hellenistische Lyrik.* 4. (114 S.) 1897. 7 M. 50 Pf.

I. Bd. No. 8. *Asadi's neupersisches Wörterbuch Lughat-i Furs* nach der einzigen vatikanischen Handschrift herausgegeben von **Paul Horn.** 4. (37 u. 133 S.) 1897. 18 M.

II. Bd. No. 1. **Wellmann, M.,** *Krateuas.* Mit zwei Tafeln. 4. (32 S.) 1897. 3 M.

II. Bd. No. 2. *Das hebräische Fragment der Weisheit des Jesus Sirach* herausgegeben v. **Rudolf Smend.** 4. (34 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 3. **Schulten, Adolf,** *Die Lex Manciana,* eine afrikanische Domänenordnung. 4. (51 S.) 1897. 3 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 4. **Kaibel, Georg,** *Die Prolegomena ΠΕΡΙ ΚΩΜΩΙΔΙΑΣ.* 4. (70 S.) 1898. 4 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 5. **Bechtel, Fr.,** *Die einstämmigen männlichen Personennamen des Griechischen,* die aus Spitznamen hervorgegangen sind. 4. (85 S.) 1898. 5 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 6. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Die Spaltung des Patriarchats Aquileja.* 4. (37 S.) 1898. 2 M. 50 Pf.

II. Bd. No. 7. **Schulten, Adolf,** *Die römische Flurteilung und ihre Reste.* Mit 5 Figuren im Text und 7 Karten. 4. (38 S.) 1898. 5 M.

II. Bd. Nr. 8. **Roethe, Gustav,** *Die Reimvorreden des Sachsenspiegels.* 4. (110 S.) 1899. 8 M.

III. Bd. Nr. 1. *Die charakteristischen Unterschiede der Brüder van Eyck* von **Otto Seek.** 4. (77 S.) 1899. 5 M.

III. Bd. Nr. 2. **Marquardt, J.,** *Ērānšahr nach der Geographie des Ps. Moses Xorenac'i.* Mit historisch-kritischem Kommentar und topographischen Excursen. 4. (358 S.) 1901. 30 M.

III. Bd. No. 3. **Achelis, H.,** *Die Martyrologien, ihre Geschichte und ihr Wert.* 4. (VIII u. 247 S.) 1900. 16 M.

IV. Bd. No. 1. **Tüselmann, Otto,** *Die Paraphrase des Euteknios zu Oppians Kynegetika.* 4. (43 S.) 1900. 4 M.

IV. Bd. No. 2. **Schulten, Adolf,** *Die Mosaikkarte von Madaba* und ihr Verhältnis zu den ältesten Karten und Beschreibungen des heiligen Landes. Mit 3 Kartenbildern u. 1 Figurentafel. 4. (121 S.) 1900. 10 M.

IV. Bd. No. 3. **Wilamowitz-Moellendorff, U. v.,** *Die Textgeschichte der griechischen Lyriker.* 4. (121 S.) 1900. 8 M.

IV. Bd. No. 4. **Rahlfs, Alfred,** *Die Berliner Handschrift des sahidischen Psalters.* Mit drei Lichtdrucktafeln. 4. (154 S.) 1901. 11 M.

IV. Bd. No. 5. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Der Gelegenheitsdichter Venantius Fortunatus.* 4. (140 S.) 1901. 9 M.

IV. Bd. No. 6. **Lüders, Heinrich,** *Über die Granthārecension des Mahābhārata.* (Epische Studien I). 4. (91 S.) 1901. 6 M.

V. Bd. No. 1. **Roethe, Gustav,** *Brentanos ‚Ponce de Leon',* eine Saecularstudie. 4. (100 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 2. **Wellhausen, J.,** *Die religiös-politischen Oppositionsparteien im alten Islam.* 4. (99 S.) 1901. 6 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 3. *Neuarabische Volkspoesie* gesammelt und übersetzt von **Enno Littmann.** 4. (159 S.) 1902. 12 M.

V. Bd. No. 4. **Pischel, R.,** *Materialien zur Kenntnis des Apabhraṁśa.* Ein Nachtrag zur Grammatik der Prākrit-Sprachen. 4. (86 S.) 1902. 6 M.

V. Bd. No. 5. **Schulze, Wilhelm,** *Zur Geschichte lateinischer Eigennamen.* 4. (647 S.) 1904. 40 M.

VI. Bd. No. 1. **Kraus, Carl,** *Metrische Untersuchungen über Reinbots Georg.* Mit 2 Excursen. 4. (225 S.) 1902. 16 M.

VI. Bd. No. 2. **Meyer, Wilhelm** (aus Speyer), *Henricus Stephanus über die Regii Typi Graeci.* Mit 2 Tafeln. 4. (32 S.) 1902. 3 M.

VI. Bd. No. 3. **Möller, Hermann,** *Ein hochdeutsches und zwei niederdeutsche Lieder von 1563–1565 aus dem siebenjährigen nordischen Kriege.* Mit einem Anhang: *Deutsche Lieder aus der Grafenfehde.* 4. (67 S.) 1902. 5 M.

VI. Bd. No. 4. **Pietschmann, R.,** *Pedro Sarmientos Geschichte des Inkareiches.* 4. (CXVIII und 161 S.) 1906. 18 M.

VII. Bd. No. 1. **Bonwetsch, N.,** *Die Theologie des Methodius von Olympus.* 4. (177 S.) 1903. 12 M.

VII. Bd. No. 2. **Wilmanns, W.,** *Der Untergang der Nibelunge in alter Sage und Dichtung.* 4. (43 S.) 1903. 3 M.

Fortsetzung umstehend.

Abhandlungen der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen.

Philologisch-histor. Klasse. Neue Folge.

VII. Bd. No. 3. **Höhlbaum, K.**, *Der Kurverein von Rense i. J. 1338.* 4. 1903. 5 M. 50 Pf.

VII. Bd. No. 4. **Flemming, J.**, und **Lietzmann, H.**, *Apollinaristische Schriften.* 4. (X u. 76 S.) 1904. 8 M.

VII. Bd. No. 5. **Schwartz, E.**, *Ueber den Tod der Söhne Zebedaei.* 4. (53 S.) 1904. 3 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 1. **Meyer, Wilhelm**, *Die Legende des h. Albanus.* 4. (82 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 2. **Frensdorff, F.**, *G. A. v. Münchhausens Berichte über seine Mission nach Berlin im Juni 1740.* 4. (87 S.) 1904. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 3. **Schulthess, Fr.**, *Christlich-palaestinische Fragmente der Omajjaden-Moschee zu Damaskus.* Mit 5 Tafeln. 4. (138 S.) 1905. 12 M.

VIII. Bd. No. 4. **Schulten, A.**, *Numantia.* Eine topographisch-historische Untersuchung. Mit 3 Karten. 4. (X u. 112 S.) 1905. 10 M.

VIII. Bd. No. 5. **Leo, Fr.**, *Der Saturnische Vers.* 4. (III u. 80 S.) 1905. 5 M. 50 Pf.

VIII. Bd. No. 6. **Schwartz, E.**, *Christliche und jüdische Ostertafeln.* Mit 3 Taf. 4. (198 S.) 1905. 14 M.

IX. Bd. No. 1. *Kitâb ma'ânî al-nafs. Buch vom Wesen der Seele*, herausg. von **I. Goldziher.** 4. (63 u. 69 S.) 1907. 12 M.

IX. Bd. No. 2. **Lüders, H.**, *Das Würfelspiel im alten Indien.* 4. (75 S.) 1907. 5 M.

IX. Bd. No. 3. **Lehmann-Haupt, C. F.**, *Materialien zur älteren Geschichte Armeniens und Mesopotamiens.* Mit 14 Tafeln und 92 Abbildgn. im Text. 4. (183 S.) 1907. 20 M.

IX. Bd. No. 4. **Wellhausen, J.**, *Analyse der Offenbarung Johannis.* 4. (34 S.) 1907. 2 M.

IX. Bd. No. 5. **Hultzsch, E.**, *Annambhaṭṭas Tarkasaṅgraha, ein Kompendium der Dialektik und Atomistik, mit des Verfassers eigenem Kommentar, genannt Dîpika.* 4. (VI u. 57 S.) 1907. 4 M.

Mathematisch-physikalische Klasse. Neue Folge.

I. Bd. No. 1. **Koenen, A. v.**, *Ueber Fossilien der Unteren Kreide am Ufer des Mungo in Kamerun.* Mit 4 Tafeln. 4. (48 S.) 1897. 5 M.

Nachtrag dazu. 4. (S. 49 — 65 mit Tafeln V—VII.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 2. **Brendel, Martin**, *Theorie der kleinen Planeten.* Erster Teil. 4. (171 S.) 1898. 16 M.

I. Bd. No. 3. **Schur, W.**, *Ableitung relativer Oerter des Mondes gegen die Sonne aus heliometrischen Messungen von Sehnenlängen ausgeführt auf der Sternwarte zu Göttingen während der partiellen Sonnenfinsternisse von 1890 Juni 16/17 (Beobachter: Schur, Ambronn u. Hayn) und von 1891 Juni 6 (Beobachter: Schur).* Mit 3 Plänen der Sternwarte nebst Verzeichniss der grösseren Instrumente. 4. (26 S.) 1898. 3 M.

I. Bd. No. 4. **Schur, W.**, *Vermessung der beiden Sternhaufen h und x Persei mit dem sechszölligen Heliometer der Sternwarte in Göttingen verbunden mit einer Uebersicht aller bis zum Jahre 1900 ausgeführten Instrumentaluntersuchungen.* Mit einer Sternkarte. 4. (88 S.) 1900. 9 M.

II. Bd. No. 1. **Wiechert, E.**, *Theorie der automatischen Seismographen.* 4. (128 S.) 1903. 8 M.

II. Bd. No. 2. **Kramer, Julius**, *Theorie der kleinen Planeten. Die Planeten vom Hecuba Typus.* 4. (153 S.) 1902. 15 M.

II. Bd. No. 3. **Furtwängler, Ph.**, *Ueber das Reciprocitätsgesetz der l^{ten} Potenzreste in algebraischen Zahlkörpern, wenn l eine ungerade Primzahl bedeutet.* 4. 82 S.) 1902. 6 M.

II. Bd. No. 4. **Prasad, G.**, *Constitution of Matter and Analytical Theories of Heat.* 4. (68 S.) 1903. 6 M.

III. Bd. No. 1. **Ehlers, E.**, *Neuseeländische Anneliden.* Mit 9 Tafeln. 4. (79 S.) 1904. 10 M.

III. Bd. No. 2. **Koenen, A. v.**, *Ueber die Untere Kreide Helgolands und ihre Ammonitiden.* Mit 4 Tafeln. 4. (63 S.) 1904. 4 M.

III. Bd. No. 3. **Schur u. Ambronn**, *Die Messungen des Sonnendurchmessers an dem Repsoldschen 6zöll. Heliometer der Sternwarte zu Göttingen.* 4. (126 S. u. 2 Taf.) 1905. 12 M.

III. Bd. No. 4. **Brendel, M.**, *Theorie des Mondes.* 4. (97 S.) 1905. 7 M.

III. Bd. No. 5. **Linke, F.**, *Luftelektrische Messungen bei 12 Ballonfahrten.* Mit 4 Tafeln 4. (30 S.) 1904. 6 M.

IV. Bd. No. 1. **Schwarzschild, K.**, *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* I. Einleitung in die Fehlertheorie optischer Instrumente auf Grund des Eikonalbegriffs. Mit 6 Fig. 4. (31 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.**, *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* II. Theorie der Spiegeltelescope. Mit 9 Fig. 4. (28 S.) 1905. 2 M.

IV. Bd. No. 3. **Schwarzschild, K.**, *Untersuchungen zur geometrischen Optik.* III. Ueber die astrophotographischen Objektive. Mit 10 Fig. 4. (54 S.) 1905. 4 M.

IV. Bd. No. 4. **Verworn, M.**, *Die archaeolithische Cultur in den Hipparionschichten von Aurillac. (Cantal).* Mit 5 Taf. 4. (56 S.) 1905. 4 M. 50 Pf.

IV. Bd. No. 5. **Meyermann, B.**, *Vermessung der Umgebung des Orionnebels.* 4. (47 S.) 1906. 3 M. 50 Pf.

V. Bd. No. 1. **Kohlschütter, E.**, *Ergebnisse der Ostafrikanischen Pendelexpedition v. J. 1899 u. 1900.* Mit 16 Tafeln u. 8 Figuren im Text. 4. (VIII u. 229 S.) 1907. 26 M.

V. Bd. No. 2. **Schwarzschild, K.**, *Ueber die totale Sonnenfinsternis vom 30. August 1905.* Mit 5 Tafeln. 4. (73 S.) 1907. 6 M.

V. Bd. No. 3. **Kramer, J.**, *Theorie der kleinen Planeten vom Hekubatypus.*

V. Bd. No. 4. **Ehlers, E.**, *Neuseeländische Anneliden. II.* Mit 16 Figuren. 4. (31 S.) 1907. 2 M.

Druck der Dieterich'schen Univ.-Buchdruckerei (W. Fr. Kaestner), Göttingen.